

# 地震

## 第 2 輯

### 第 14 卷 第 4 號

昭和 36 年

#### 論 說

- マグニチュードの深さおよび時間的分布についての一考察……………栗本 広・205  
非均質弾性球の振動問題その他を計算するためのプログラム  
……………竹内 均・斎藤正徳・小林直太・217  
マントル上層部の温度分布と Magma Pocket の存在性について……………下鶴大輔・227  
固体-流体波から流体-流体波への移り変り (2) ……………田治米鏡二・浜田和郎・243

#### 綜 合 報 告

- 地震の発生……………松沢武雄・254  
地殻変動の連続観測……………西村英一・260

#### 寄 書

- 湿った粒状媒質中の縦波の速度について (Ⅲ)……………桃井高夫・267  
空孔理論の地球の核の問題への適用性……………桃井高夫・269  
地球の核液の粘性について……………桃井高夫・272

#### 学 会 記 事

- 告……………277

# 地震学会々則

1. 本会は地震およびこれに関連する諸現象の研究並びにその応用に関する知識を交換、普及し震火災防止に貢献することを目的とする。
2. 本会は地震学会と称して、事務所を東京大学地球物理学教室内に置く。
3. 本会はその目的を達するため下記の事業を行う。  
 (i) 通常総会および臨時総会 (ii) 学術講演会  
 (iii) 会誌「地震」の発行 (iv) 其他必要なる事業  
 通常総会は毎年必ず1回適当な時期に行い、臨時総会は委員5名以上あるいは会員30名以上の請求のあつた時に開く。総会の成立は普通会員1/5以上の出席(委任状を含む)を要する。
4. 本会々員は名誉会員、普通会員、購読会員、及び賛助会員とする。会員となろうとする者は会費1ヶ年分をそえて本会事務所へ申込むものとする。
5. 地方あるいは特別の機関等に支部をおくことができる。
6. 委員長1名、委員若干名をおく。
7. 委員長は本会を代表し、各委員は編輯、庶務、会計等の事務を分担し、そのために若干名の幹事をおくことが出来る。幹事は委員長が委嘱する。
8. 本会には顧問若干名をおくことができる。
9. 委員は普通会员の互選によつて選出する。委員長は委員の互選による。委員長及び委員の任期は1年とし、再選をさまたげない。
10. 委員及び委員長の更迭期を3月末とする。途中補欠として加つたものの任期は前任者の残存期間とする。

## 附 則

1. 普通会员、購読会員の会費は1年500円とする。
2. 会費年1口(10000円)以上をおさめたものを賛助会員とする。
3. 支部のないときは連絡幹事をおく。連絡幹事は委員長が委嘱する。
4. 本会則は総会(又は臨時総会)に於て出席会員の過半数の賛成により改訂又は附加することが出来る。

## 委 員 (1961年3月選出)

委員長	坪井忠二	井上宇嵐(気象庁)	早川正巳(地質調)	萩原尊礼(東大)
委員	飯田汲事(名古屋大)	本多弘吉(東大)	友田好文(東大)	和達清夫(気象庁)
	西村英一(京大)	金子徹一(地質調)	金井清(東大)	笠原慶一(東大)
	河角広(東大)	竹内均(東大)	田治米鏡二(北大)	坪井忠二(東大)
	高橋竜太郎(東大)	久保寺章(京大)	松沢武雄(北大)	田望(北大)
	村内必典(科学博)	安芸敬一(東大)	佐藤良輔(東大)	佐藤泰夫(東大)
	浅田敏(東大)	三木晴男(京大)	島津康男(名古屋大)	下鶴大輔(九大)
	佐々憲三(京大)	鈴木次郎(東北大)		
	広野卓蔵(気象庁)			
庶務係幹事	安芸敬一・友田好文・浅野周三・鈴木次郎			
会計係幹事	佐藤良輔・高野敬			
会計監査	鈴木次郎・金子徹一			
編輯係幹事	竹内均・小林直太・金井清・島津康男			
学会連合連絡幹事	広野卓蔵			
地方連絡幹事	田治米鏡二・鈴木次郎・島津康男・三木晴男・下鶴大輔			
編集委員会委員	坪井忠二・松沢武雄・萩原尊礼・本多弘吉・佐々憲三			
顧問	中村左衛門太郎・北沢五郎			



# マグニチュードの深さおよび時間的 分布についての一考察

東京大学理学部地球物理学教室 栗 本 広

(昭和 36 年 9 月 1 日受理)

## A Study on Frequency Distribution of Earthquake Magnitude, having Respects to Depth and Time

Hiroshi KURIMOTO

Geophysical Institute, Faculty of Science, the University of Tokyo

(Received Sep. 1, 1961)

Taking into account an idea of Earthquake Province proposed by C. Tsuboi, we have derived twelve geographical regions from data for the earthquakes of magnitudes larger than 4 which occurred in and near Japan from 1926 to 1956.

We applied a statistical test on null hypothesis to a problem on correlations between magnitude and depth, and between magnitude and time, and divided the data for earthquakes in each one of these twelve regions into two or three classes by next criterions, i. e., 0-30 km and 40-60 km depths, and before, in, and after the year in which the largest earthquake occurred for these thirty one years.

Some correlations between magnitude and depth for regions off Fukushima Prefecture and off Tokai were found, and between magnitude and time, for every regions.

### § 1. ま え が き

C. Tsuboi (1958) の Earthquake Province の考えにしたがつて, Catalogue of Major Earthquakes which occurred in and near Japan (1926-1956) に記載された  $M \geq 4$  の地震を地域分けし, 12 コの集まりを得た. この場合は, サンプリングの方法が坪井の場合と異なるが, これは §2 で述べる.

上記の各グループについて,  $M$  の頻度分布が深さおよび時間に関して, 統計的に有意な変動を示すかどうかを調べた. その結果について報告する.

### § 2. グループ分け

日本列島を含む細長い地域を緯度経度それぞれ  $0.5^\circ$  の角柱に分け, そのうち, Fig. 1 に示すように, 31 年間に 10 コ以上の地震が起つたものだけを採用し, その年頻度の系列について, 相互の相関係数を求めた. この結果  ${}_{99}C_2 = 4851$  コの相関係数が得られるが, これらの位置関係をも考慮して表示することは困難であるし, また無理して表現しても意味がないと思われるので, Fig. 2 のごとく簡単に表現した. 図中行および列の番号は, Fig. 1 における各四

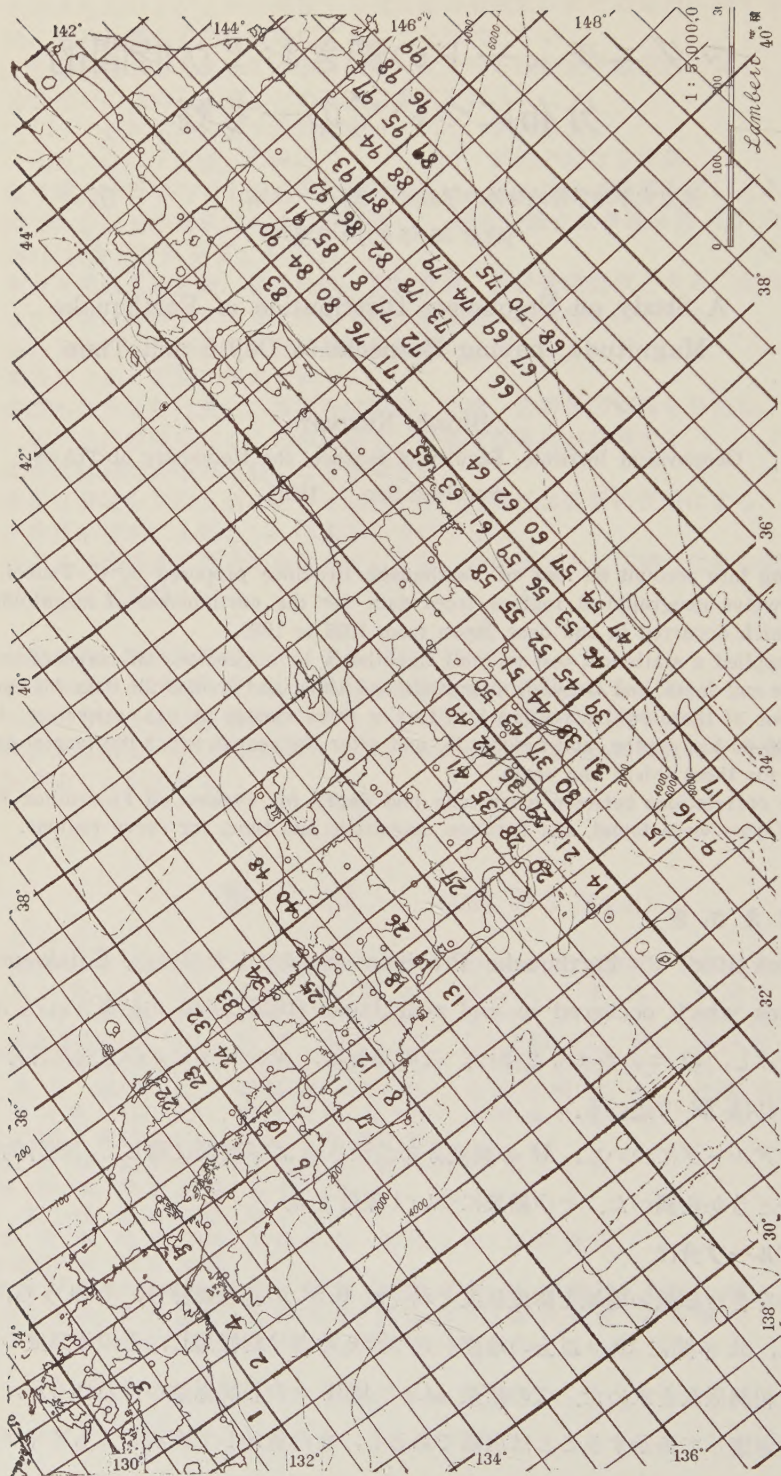


Fig. 1. Division of Japanese islands into compartments which consist of  $0.5^{\circ}$  longitude and latitude. Each numbered compartment contains more than 10 earthquakes from 1926 to 1956.



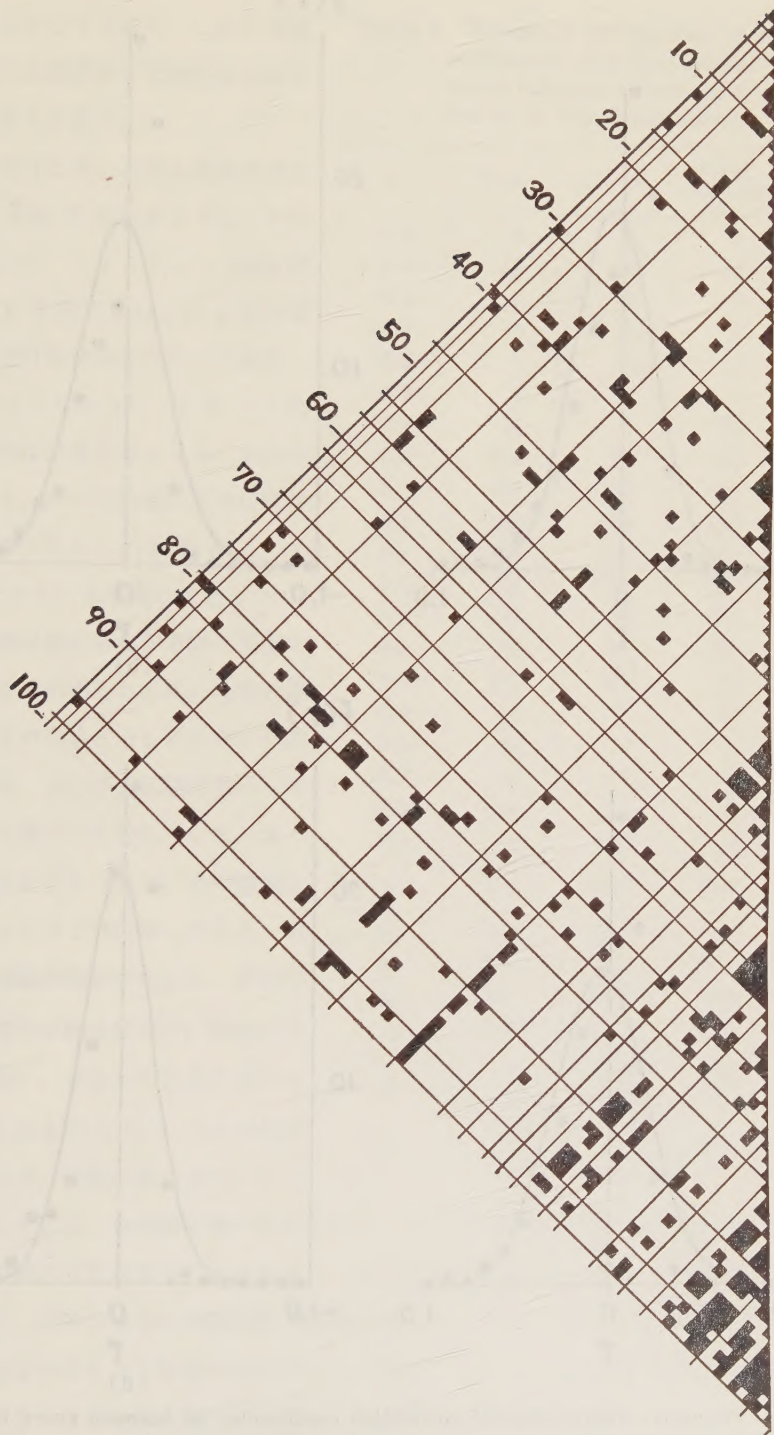


Fig. 2. Symbolic representation of correlation coefficients. The numbers correspond to those of compartments in Fig. 1. Black squares correspond to the coefficients larger than 0.40.

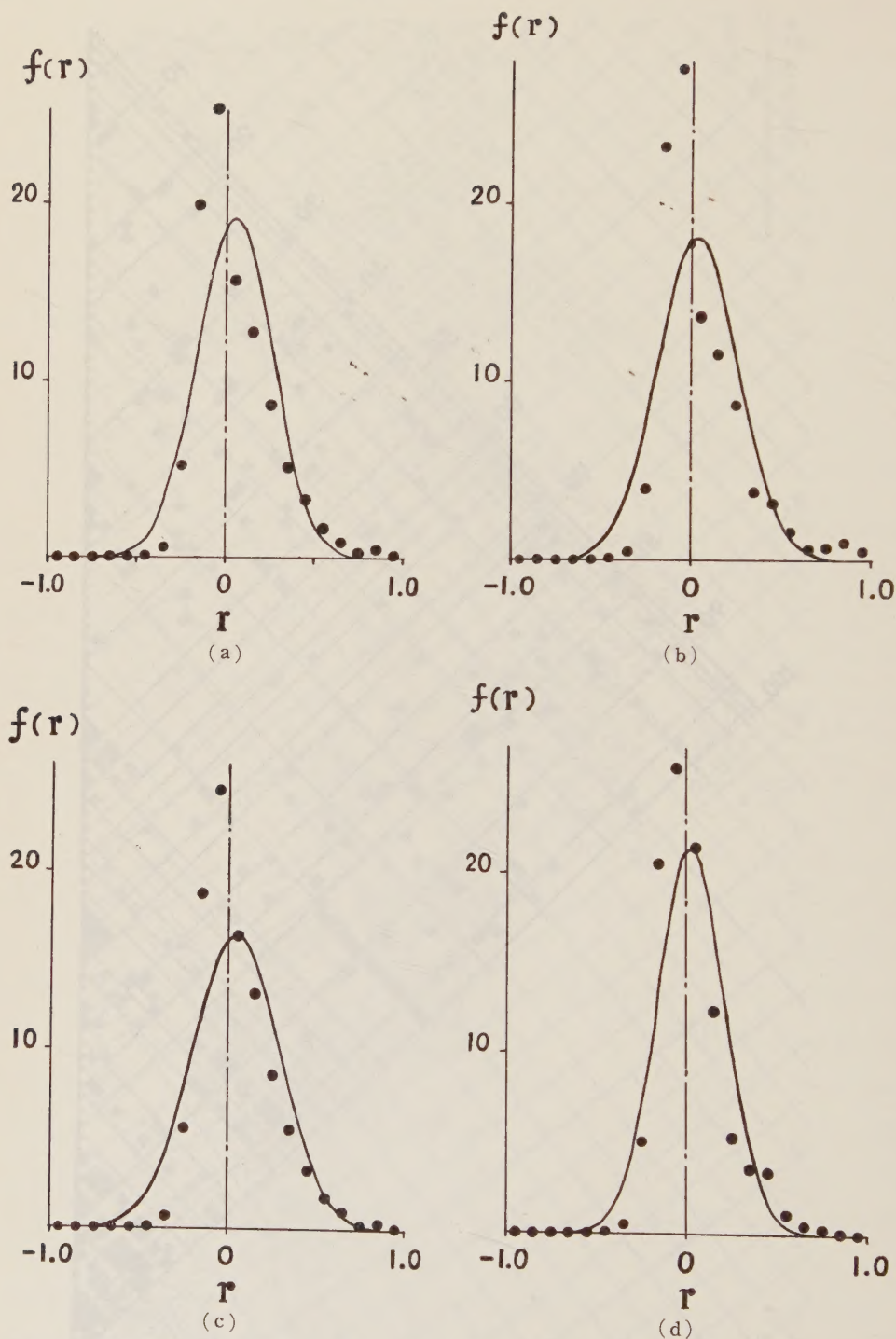


Fig. 3. Frequency distributions of correlation coefficients; (a) between every two compartments, (b) between compartments where 10-19 earthquakes occurred from 1926 to 1956, (c) between compartments where more than 20 earthquakes occurred in these years, (d) which C. Tsuboi has calculated in a different way.



角形の番号に対応するので、これら両図を対照すれば相関係数と位置関係がある程度判断できると思う。

グループ分けに用いられる相関係数の頻度分布は Fig. 3 に示すように、やや正規型に近いが、フィッシャー（昭和 27 年）によつて  $k$  統計量および  $g$  統計量を求めて、統計的検定を行なつた結果、Table 1 のようになった。これによれば、この分布は正規分布よりも、かなり正の方に偏り、かつ平均値の近傍に密集し過ぎたものであることがわかる。また、各角柱に含まれる地震の数によつて、それらの相関係数の分布が有意に変動するかどうかを確かめるために、地震の数が 10~19 コの角柱どうしから求めた相関係数の分布、および全相関係数からそれらを除いた残りの分布について、上と同様の手続を行なつたが、その結果は同表の 2 列および 3 列に示してある。表によれば、地震の数が少ないと、分布の偏りおよび尖りが約 2 倍だけ、残余の分布よりも大きい、すなわち正規分布からますます離れたものとなることがわかる。この傾向が、地震の数が少ないこと

Table 1. Frequency distributions of correlation coefficients. The first, second, third, and fourth columns correspond to (a), (b), (c) and (d) in Fig. 3 respectively.

$r$	Total	10—19	Total — (10—19)	C. Tsuboi
-1.0~	0	0	0	0
-0.9~	0	0	0	0
-0.8~	0	0	0	0
-0.7~	1	0	1	0
-0.6~	1	0	1	0
-0.5~	4	1	3	2
-0.4~	29	5	24	10
-0.3~	251	48	203	96
-0.2~	961	282	679	387
-0.1~	1225	336	889	489
0~	757	166	591	404
0.1~	616	141	475	233
0.2~	419	106	313	101
0.3~	248	46	202	68
0.4~	159	39	120	64
0.5~	85	19	66	20
0.6~	44	7	37	10
0.7~	17	8	9	6
0.8~	25	12	13	2
0.9~	9	6	3	0
$S$	4851	1222	3629	1892
$k_1$	.051	.044	.047	.024
$k_2$	.044	.049	.060	.035
$k_3$	.010	.015	.014	.0067
$k_4$	.0088	.013	.012	.0053
$g_1$	1.08 ± .03	1.42 ± .07	.923 ± .04	1.05 ± .06
$g_2$	4.48 ± .05	5.46 ± .14	3.32 ± .08	4.43 ± .11

のみによるとすれば、全相関係数の分布もやはりこの傾向があるので、全体として各角柱の中に入る地震の数が少な過ぎることになる。しかし事柄はそう簡単ではないようである。Table 1 の第 4 列に、坪井の場合の相関係数の頻度分布について上と同様の検定を行なつた結果を示す。この場合もやはり上と同様の傾向がある。Fig. 3 (a), (b), (c), (d) にそれぞれ上の 4 つの場合の頻度分布およびそれと同じ平均値および分散の正規分布を示す。

このように全相関係数の標本分布は正規型とはかなり異なるが、他の型の分布を考えてもこ

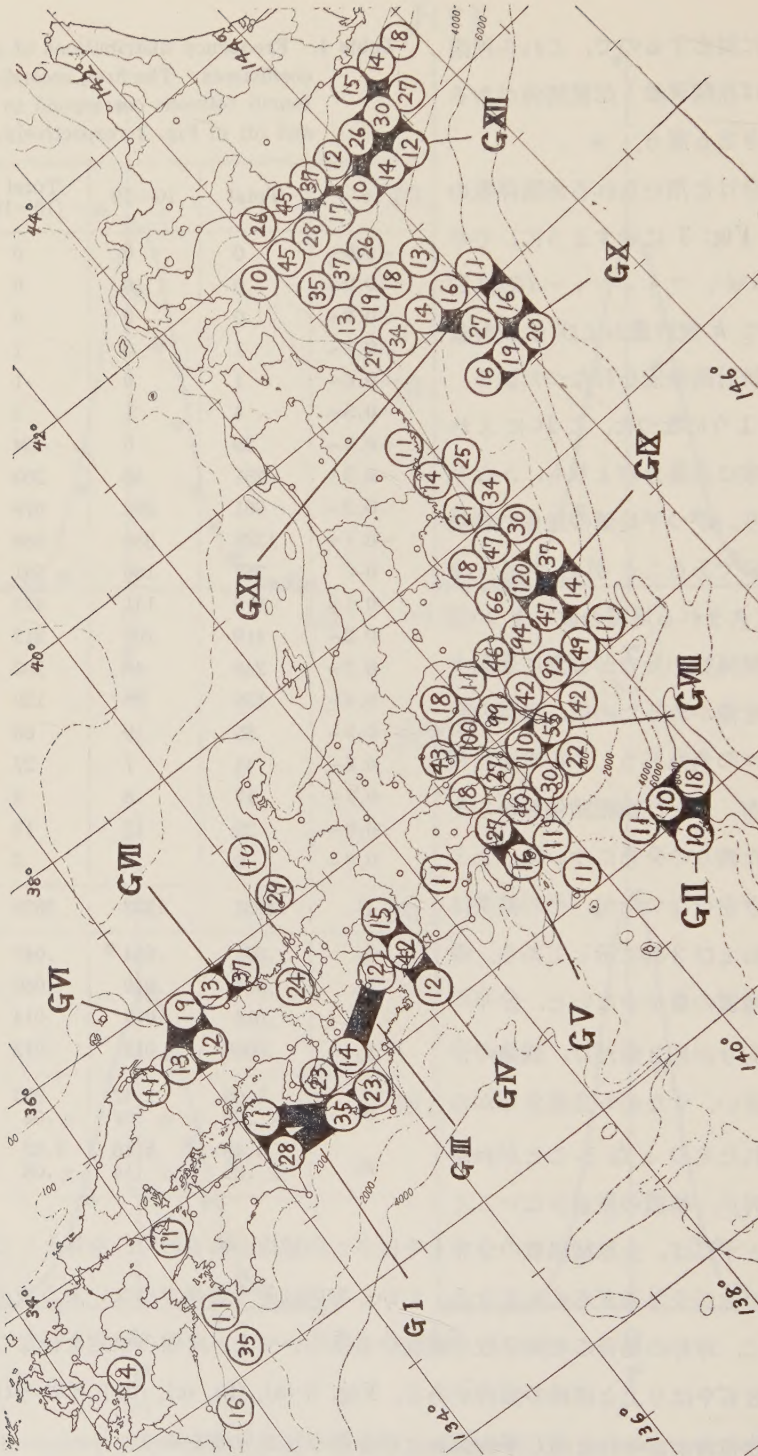


Fig. 4. Geographical regions. Number in each circle shows number of earthquakes of magnitudes larger than 4 which occurred in a corresponding compartment from 1926 to 1956.



の場合あまり意味がないから、一応正規分布を仮定する。すると、Fig. 3 (a) に示すような正規分布において、有意水準 1% に対する相関係数の限界値は  $\pm 0.6$  位の値となる。実際は、この限界値をやや大きく採つておけば安全であるから、この場合  $\pm 0.7$  を採用した。

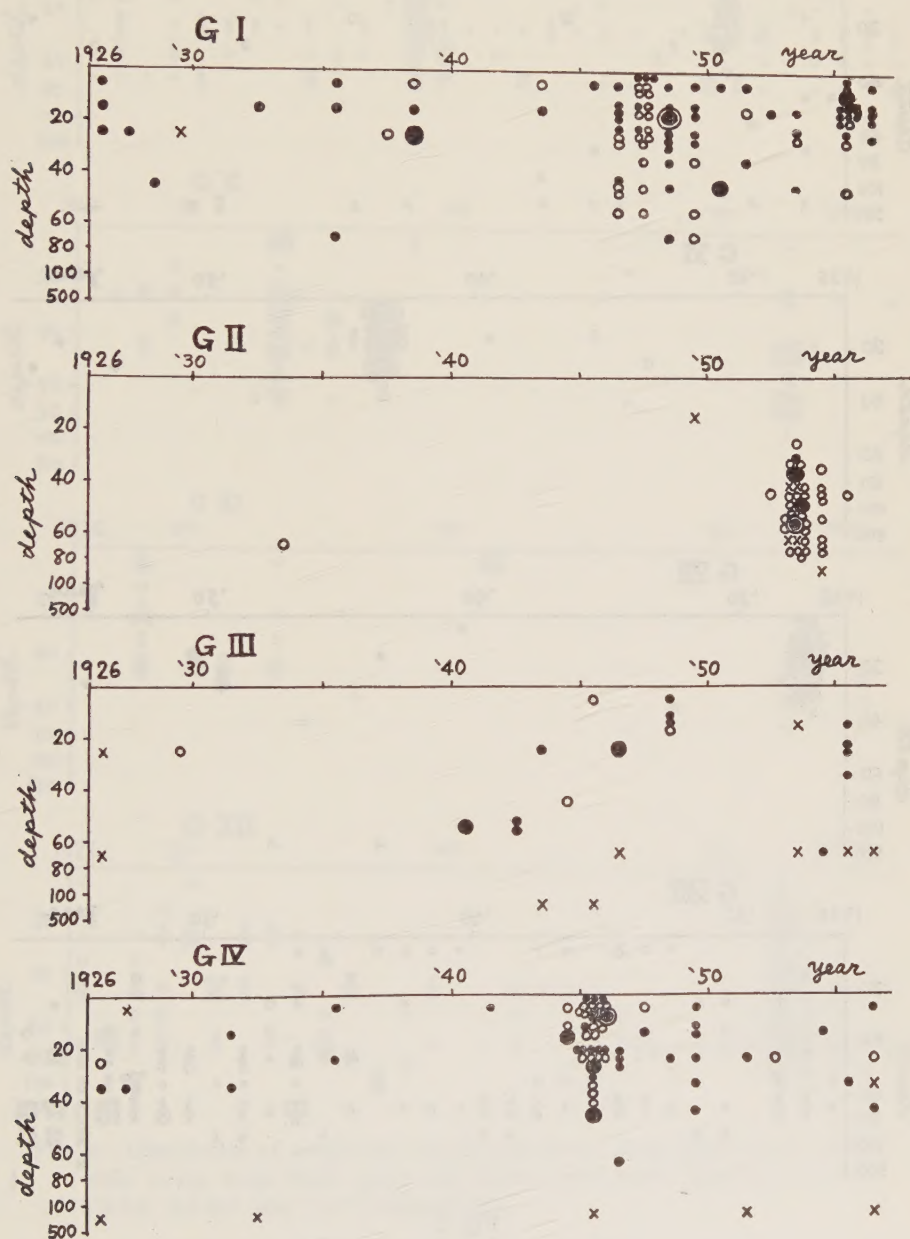


Fig. 5

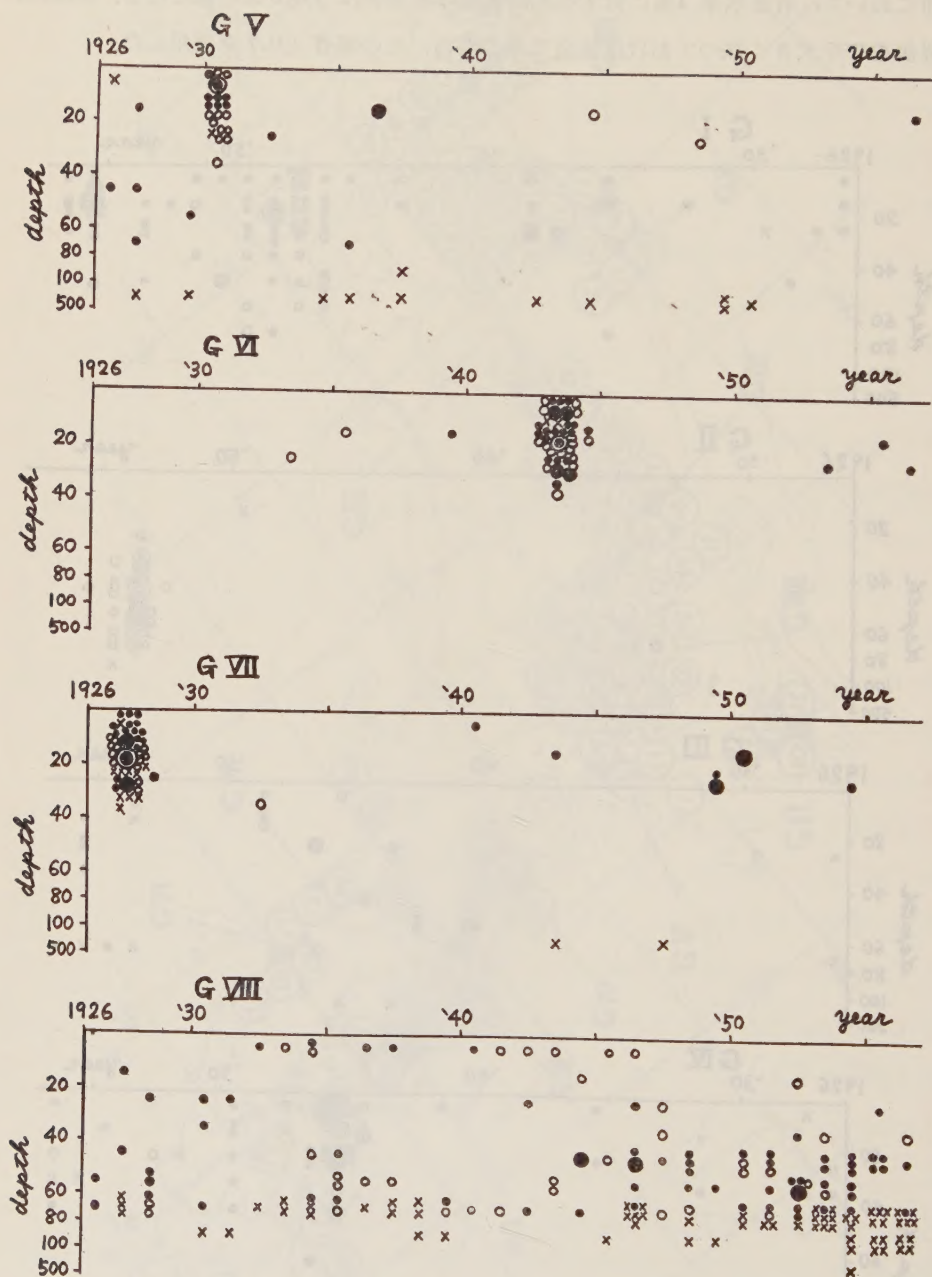


Fig. 5



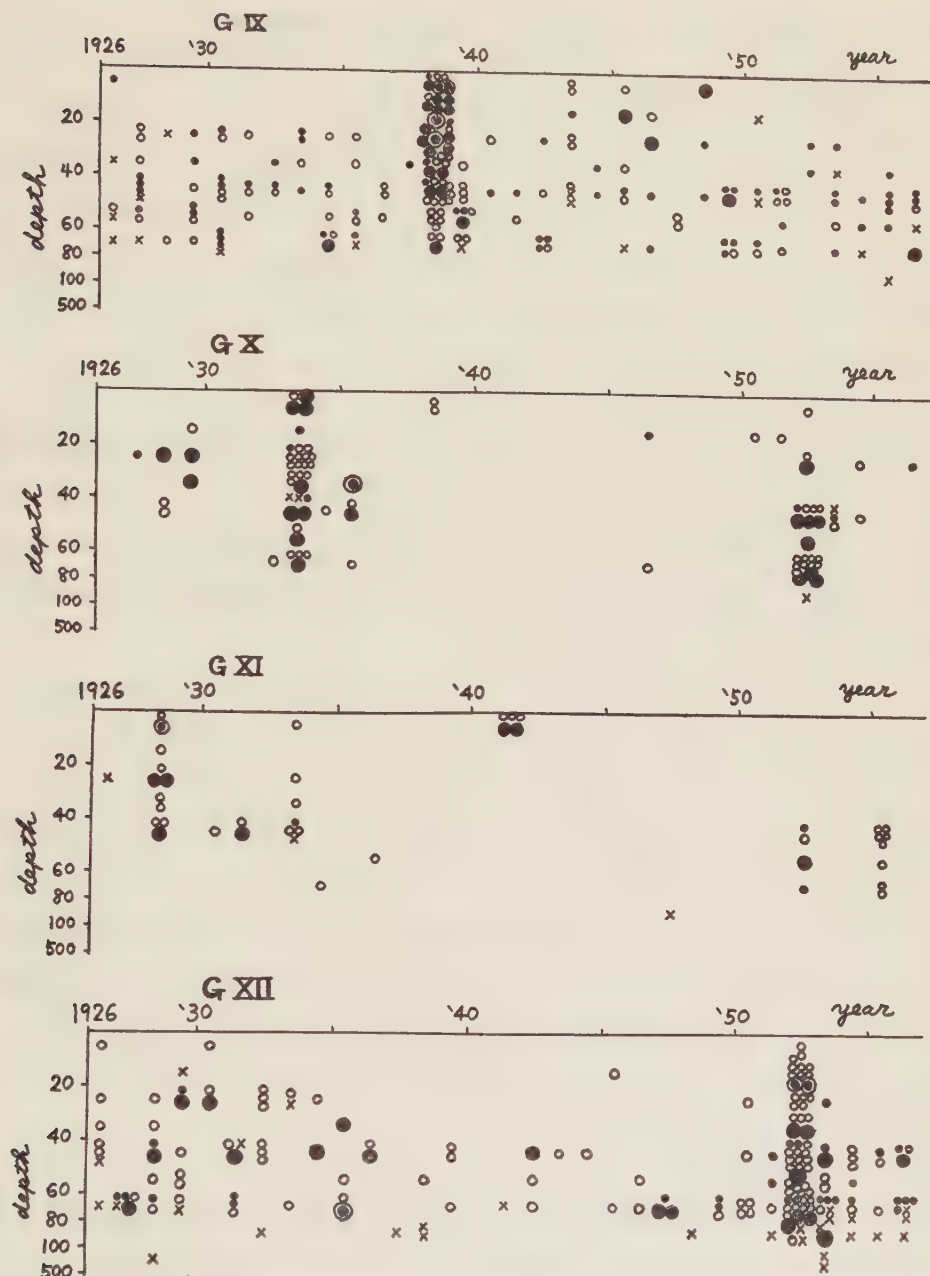


Fig. 5. Distribution of magnitude, depth, and time. Small black circle, small white circle, large black circle, and double circle show magnitudes 4.0-4.9, 5.0-5.9, 6.0-6.9, and 7.0-7.9 respectively.

このようにして、相関があると認められる角柱どうしを地図の上で結んでみると、2, 3 の例外はあるが、大体問題なしに Fig. 4 における G-II, V, VI, VII, VIII, IX, X, XI, XII の

各グループが分けられた。ただし、G-I, III, IV の各グループは例外で、グループ内に含まれる角柱相互の相関係数の値が 0.4~0.6 であり、0.7 よりも小さいが、しかしそのグループ外の角柱との間のその値よりははるかに大きいものである。また、グループ分けしてないものは、近接した角柱間の相関係数の値が 0.7 以下であり、かつ上の例外グループのような関係も認められないものである。もちろん、グループ分けは、これらの相関係数の大小のみによつて簡単に行なわれ得ない。この事情は、Fig. 2 を見ればよく判ると思う。すなわち、地理的に大部離れた角柱どうしの間でも相関係数が 0.4 以上になる場合がかなりあるからである。また、Fig. 2 の結果を忠実に、地図上に書いてみても、ただ混乱を招くばかりである。

### § 3. $M$ の深さおよび時間分布

前節で得られた 12 コのグループそれぞれについて、その中での地震活動のありさまを概観するために、年別に各地震の  $M$  を深さ軸にプロットした。Fig. 5 にそれらを示してある。地震活動を記述するのに必要な事柄は、現在のところ、大きさ ( $M$ )、場所 ( $x, y, z$ )、時間 ( $t$ ) が考えられるが、ここでは簡単のために、大きさ ( $M$ ) と場所 (ある地域の深さ)、および大きさと時間 (年単位) の二つに分けて現象を取扱つた。

まず、大きさと場所については、各グループについて、それぞれに属する地震を深さが 0~30 km, 40~60 km の範囲にある 2 群に大別し、浅い方と深い方とで地震の  $M$  の分布が統計的に有意に変つているかどうかを調べる。言い換えれば、2つの属性  $M$  および深さ  $D$  が互いに独立であるときに、実際観測から得られた頻度分布と同等またはそれ以上に期待頻度分布から離れた頻度分布を得る確率  $P$  を計算し、この  $P$  の値の大小によつて、「2つの属性  $M$  および  $D$  が互いに独立である」という仮説の取捨を行なう。この  $P$  の値を佐藤(昭和 25 年)にしたがつて計算した。Table 2 はこれらの結果を示したものである。表中、 $P$  の項の最初に、カッコでくくつた数字 (4567), (567) などは検定に用いたサンプルの  $M$  の範囲を示す。すなわち前者は  $M$  が 4 の地震まで含むが、後者はそのような小さい地震を除いて統計したという意味である。

つぎに、大きさと時間について、前と同様の検定を行なう。この場合、時間の単位を 1 年とし、つぎのような大まかな時代分けを行なつて、各時期の中に起つた地震の  $M$  の頻度分布が有意に変つているかどうかを調べる。すなわち、上記のグループ内で最大の地震を含む 1 年間を中期とし、その前後の何年間かを前期および後期とした。このうち G-III, VIII, X の 3 群は、このような分け方ができないので、本来はこの統計からは除くべきものであるが、深さ分布との関係もみるため、一応つぎのように分けた。すなわち G-III は上のような定義にしたがつう大地震がなく、時代別にすることができないので、この期間中ある年の前後で地震の数が等



Table 2. Frequency distributions of magnitude and depth, and values of probability as a measure of the test.

<i>D</i>	<i>M</i>	G I	G II	G III	G IV	G V	G VI	G VII	G VIII	G IX	G X	G XI	G XII
0 30	4.0-4.9	55	1	8	30	10	21	20	14	19	4	0	2
	5.0-5.9	23	4	3	22	13	17	14	13	26	23	11	31
	6.0-6.9	2	1	1	3	1	4	3	0	16	8	4	5
	7.0-7.9	1	0	0	1	1	1	1	0	4	1	1	2
40 60	4.0-4.9	6	0	4	3	5	0	0	49	51	4	3	27
	5.0-5.9	8	23	1	1	0	0	0	21	54	24	16	69
	6.0-6.9	1	2	1	1	0	0	0	3	7	12	3	14
	7.0-7.9	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
<i>P</i>	(4567)	.015	.068	.37	.12	—	—	—	.053	$7.9 \times 10^{-7}$	.073	.030	$4.3 \times 10^{-4}$
	(567)	.27	.36	.60	.26	—	—	—	.26	$5.3 \times 10^{-5}$	.16	.16	$4.9 \times 10^{-3}$

Table 3. Frequency distributions of magnitude and time, and values of probability as a measure of the test.

<i>T</i>	<i>M</i>	G I	G II	G III	G IV	G V	G VI	G VII	G VIII	G IX	G X	G XI	G XII
before	4.0-4.9	25	0	4	7	5	1	0	22	26	4	0	12
	5.0-5.9	23	2	3	3	0	2	0	11	27	27	0	50
	6.0-6.9	1	0	2	1	0	0	0	0	1	12	0	11
	7.0-7.9	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1
middle	4.0-4.9	9	1		10	7	16	15		4		0	4
	5.0-5.9	0	17		17	11	18	13		23		7	40
	6.0-6.9	0	3		3	0	4	2		16		3	6
	7.0-7.9	1	1		1	1	1	1		4		1	2
after	4.0-4.9	27	0	8	16	3	4	5	41	40	4	3	13
	5.0-5.9	8	8	1	3	2	1	1	23	30	20	20	10
	6.0-6.9	2	0	0	0	1	0	1	3	6	8	4	2
	7.0-7.9	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
<i>P</i>	(4567)	$9.2 \times 10^{-6}$	.13	—	$2.0 \times 10^{-5}$	.0015	.028	.064	—	$9.5 \times 10^{-15}$	.12	.035	$7.3 \times 10^{-8}$
	(456)	.0060	—	.045	—	.0018	.034	.079	.14	$2.1 \times 10^{-12}$	—	.12	$3.5 \times 10^{-7}$
	(567)	—	.19	—	.19	(.17)	.51	.27	—	$1.3 \times 10^{-6}$	.19	.10	.028
	(45)	—	—	.19	—	$3.9 \times 10^{-4}$	.076	.19	.49	$1.9 \times 10^{-5}$	.49	.43	$7.1 \times 10^{-6}$
	(56)	.20	—	—	.25	—	—	—	.33	$5.3 \times 10^{-5}$	.32	.33	.16

しくなるようなところを選び、この年の前を前期、後を後期としてある。また G-VIII と G-X は、この期間中明らかな活動期が 2 回あつたので、上の定義とは別に、前の活動期を前期、後のものを後期として統計してある。これらの統計結果を、Table 3 に示す。

#### § 4. む す び

Table 2 および Table 3 に示した結果から、つぎのことが結論される。すなわち、

1. 福島県沖 (G-IX) および十勝沖 (G-XII) に発生する地震の  $M$  は、それらの深さに対して無関係であるとはいえない。つまり、これらの地域では、深さ約 40 km を境にしてそれよりも浅い部分と深い部分 (最深 70 km) とに分けて考えると、これら两部分における地震の  $M$  の分布は異なるものであるといえる。

2. 地震の  $M$  が上記の意味における時間と相関を示すかどうかは、Table 3 に明らかなように、約半数のグループが有意な相関を示しているといえる。

それぞれ、検定に用いた地震の数が少ないので、これ以上の推論を進めることは将来の研究にまつ外はない。

おわりに、御指導下さった松沢、浅田、本多各先生、および本多研究室の皆様へ感謝する。

## 文 献

フィッシャー (遠藤・鍋谷訳) 昭和 27, 研究者のための統計的方法, 34-187.

佐藤良一郎 昭和 25, 少数例適用無相関検定法, 40-125.

Tsuboi, C. 1958, Earthquake Province—Domain of Sympathetic Seismic Activities, Jour. of Phys. of the Earth, 6, 35-49.



# 非均質弾性球の振動問題その他を計算 するためのプログラム

東京大学理学部地球物理学教室 竹 内 均  
斎 藤 正 徳  
中央大学工学部精密工学科 小 林 直 太

(昭和 36 年 10 月 25 日受理)

## A Computer Program for Studying Free Oscillations of Heterogeneous Elastic Spheres and Surface Wave Propagations Along a Free Surface of Semi-infinite Heterogeneous Elastic Media

Hitoshi TAKEUCHI, Masanori SAITO

Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University

Naota KOBAYASHI

Department of Precision Mechanics, Faculty of Technology, Chūo University

(Received October 25, 1961)

Problems of spheroidal and torsional oscillations of heterogeneous elastic spheres and Rayleigh and Love wave propagations along a free surface of semi-infinite heterogeneous elastic media are programmed for an electronic computer in a systematic way. Following the way by Alterman and others in their study on the spheroidal oscillations of the earth, we have chosen our dependent variables so that they are continuous at discontinuity surfaces within the media. By doing so, we can obviate the need of differentiating the empirically determined quantities  $\rho$  (density),  $\lambda$  and  $\mu$  (elastic constants). Starting values in practical numerical integrations are conveniently calculated by an assumption that the medium is homogeneous from some depth.

### § 1.

弾性球の振動や Rayleigh 波, Love 波の伝播の問題が, 最近では電子計算機を用いて敏速に解かれるようになった。筆者らの手もとにも, NEAC-2203 を用いて, 地球ののびちじみ振動, ねじれ振動, Rayleigh 波, Love 波の問題を解くためのプログラムがそなえてある。このプログラムは, そのうちのほんの 1 部をいれかえるだけで, たとえばのびちじみ振動用から Love 波用にうつれるようにつくられている。これを用いて行なつた計算の 1 部については, すでに 1961 年秋の地震学会で報告した。以下はこのプログラムをつくる基礎になつた考えや数式についての報告である。今後この種の問題を解く人の参考になれば幸いである。

## § 2.

地球では密度  $\rho$  や弾性率  $\lambda, \mu$  が球の中心からの距離だけの函数であると考えられる。このような構造をもつた弾性球ののびちじみ振動に対する基本式は次の形に書ける (Alterman その他, 1959)。

$$\dot{y}_l = \frac{dy_l}{dr} = \sum_m \widehat{l}m y_m. \quad (2.1)$$

ここに  $r$  は地球の中心からの距離を地球の半径  $a$  を単位としてあらわしたもの、 $y_l$  は (2.2) に示す未知函数、 $\widehat{l}m$  は (2.3) に示す既知函数である。

$$\begin{aligned} y_1 &= U, \quad y_2 = \lambda \left( \dot{y}_1 + \frac{2}{r} y_1 - \frac{N^2 y_3}{r} \right) + 2\mu \dot{y}_1, \\ y_3 &= V, \quad y_4 = \mu \left( \dot{y}_3 + \frac{y_1}{r} - \frac{y_3}{r} \right), \\ y_5 &= aP, \quad y_6 = \dot{y}_5 - 4\pi G a^2 \rho y_1. \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \widehat{11} &= \frac{-2\lambda}{(\lambda+2\mu)r}, & \widehat{12} &= \frac{1}{\lambda+2\mu}, & \widehat{13} &= \frac{\lambda N^2}{(\lambda+2\mu)r}, \\ \widehat{21} &= -\sigma^2 a^2 \rho - 2 \frac{\rho g a}{r} - 2 \widehat{41}, & \widehat{22} &= -\frac{4\mu}{(\lambda+2\mu)r}, & \widehat{23} &= N^2 \widehat{41}, \\ \widehat{24} &= \frac{N^2}{r}, & \widehat{26} &= -\rho, & \widehat{31} &= -\frac{1}{r}, & \widehat{33} &= \frac{1}{r}, & \widehat{34} &= \frac{1}{\mu}, \\ \widehat{41} &= \frac{\rho g a}{r} - \frac{2\mu(3\lambda+2\mu)}{(\lambda+2\mu)r^2}, & \widehat{42} &= -\frac{\lambda}{(\lambda+2\mu)r}, \\ \widehat{43} &= -\sigma^2 a^2 \rho + \frac{4N^2 \mu(\lambda+\mu)}{(\lambda+2\mu)r^2} - \frac{2\mu}{r^2}, & \widehat{44} &= -\frac{3}{r}, & \widehat{45} &= -\frac{\rho}{r}, \\ \widehat{51} &= 4\pi G a^2 \rho, & \widehat{56} &= 1, & \widehat{63} &= -\frac{4\pi G a^2 \rho N^2}{r}, & \widehat{65} &= \frac{N^2}{r^2}, \\ \widehat{66} &= -\frac{2}{r}, & \text{その他の } \widehat{l}m &= 0. \end{aligned} \quad (2.3)$$

(2.2) 中の  $U, V, P$  は、変位の球座標  $(r, \theta, \phi)$  成分  $(u_r, u_\theta, u_\phi)$  および地球変形によつて生じた引力のポテンシャル  $K$  を

$$\begin{aligned} u_r &= U(r) S_n(\theta, \phi), \quad u_\theta = V(r) \frac{\partial S_n(\theta, \phi)}{\partial \theta}, \\ u_\phi &= \frac{V(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n(\theta, \phi)}{\partial \phi}, \quad K = P(r) S_n(\theta, \phi), \end{aligned} \quad (2.4)$$

とおいたときにでてくる函数、 $G$  は万有引力の定数  $= 6.67 \times 10^{-8} \text{ c. g. s.}$ ,  $g$  は重力の加速



度,  $n$  は球函数  $S_n(\theta, \phi)$  の次数を示す. また  $N^2 = n(n+1)$  で,  $U, V, P \propto e^{i\sigma t}$  ( $\sigma$ : 振動数) と仮定している. みたすべき境界条件は, 球中の不連続面において

$$y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6 = \text{連続} \quad (2.5)$$

なることおよび球表面  $r=1$  において

$$y_2 = y_4 = y_6 + (n+1)y_5 = 0 \quad (2.6)$$

なることである. (2.1)~(2.6) は, 地球潮汐についての筆者の論文 (1950) において

$$r^{n-1}F_n(r) = V, \quad nr^{n-1}F_n(r) + r^{n+1}G_n(r) = U, \quad K_n(r)r^n = P \quad (2.7)$$

と置いてえられる関係式である. また計算に便利なように変数変換を行なつたので, (2.1)~(2.6) にでてくる  $y$  と, Alterman らの原論文にでてくる  $y$  とは定数倍だけちがつてくる. 前者を  $y_l(O)$ , 後者を  $y_l(P)$  とするすと, 次の関係がえられる.

$$\begin{aligned} [y_1(P), y_3(P)] &= [y_1(O), y_3(O)], \\ [y_2(P), y_4(P), y_5(P)] &= 1/a \\ [y_2(O), y_4(O), y_5(O)], y_6(P) &= 1/a^2 y_6(O) \end{aligned} \quad (2.8)$$

(2.1)~(2.6) の特色は, (2.5) のように不連続面において連続となる量を未知函数にえらんであること, および (2.3) に示した係数  $\widehat{lm}$  中に実験的に与えられる量  $\rho, \lambda, \mu$  の微分をふくまないことである. この特色はじつさいの数値計算において便利に用いられる.

### § 3.

前節のおわりでのべた特色をいかすために, 地球のねじれ振動, Love 波, Rayleigh 波の問題を (2.1)~(2.6) と同じ形に書き下しておこう.

球のねじれ振動:

変位成分 ( $u_r, u_\theta, u_\phi$ ) を

$$u_r = 0, \quad u_\theta = \frac{V(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n(\theta, \phi)}{\partial \phi}, \quad u_\phi = -V(r) \frac{\partial S_n(\theta, \phi)}{\partial \theta} \quad (3.1)$$

とし

$$y_1 = V, \quad y_2 = \mu \left( \dot{y}_1 - \frac{y_1}{r} \right) \quad (3.2)$$

としたとき, 基本式は

$$\dot{y}_1 = \widehat{11} y_1 + \widehat{12} y_2, \quad \dot{y}_2 = \widehat{21} y_1 + \widehat{22} y_2 \quad (3.3)$$

$$\widehat{11} = \frac{1}{r}, \quad \widehat{12} = \frac{1}{\mu}, \quad \widehat{21} = \frac{(N^2 - 2)\mu}{r^2} - \sigma^2 a^2 \rho, \quad \widehat{22} = -\frac{3}{r} \quad (3.4)$$

となる. 境界条件は, 球中の不連続面で

$$y_1, y_2 = \text{連続} \quad (3.5)$$

自由表面  $r=1$  で

$$y_2 = 0 \quad (3.6)$$

となることである。

つぎに  $\rho, \lambda, \mu$  が深さの函数である場合の Love 波, Rayleigh 波の問題を考える。水平に  $(x, y)$  軸, 鉛直に  $z$  軸をとり, 変位の  $(x, y, z)$  成分を  $(u, v, w)$  とし, 適当な長さ  $H$  を単位としてあらわした  $z$  を, あらためて  $z$  と書くことにする。

Love 波 :

$$v = e^{ik(x-ct)} v(z), \quad y_1 = v, \quad y_2 = \mu \dot{y}_1 \quad (3.7)$$

とすれば, 基本式は

$$\dot{y}_1 = \frac{1}{\mu} y_2, \quad \dot{y}_2 = (kH)^2 (\mu - \rho c^2) y_1 \quad (3.8)$$

となる。境界条件は, 不連続面で

$$y_1, y_2 = \text{連続} \quad (3.9)$$

自由表面で

$$y_2 = 0 \quad (3.10)$$

となることである。

Rayleigh 波 :

$$u, w \propto e^{ik(x-ct)},$$

$$y_1 = U = iu, \quad y_3 = w, \quad y_2 = \mu(\dot{y}_1 - kHy_3), \quad y_4 = (\lambda + 2\mu)\dot{y}_3 + \lambda kHy_1 \quad (3.11)$$

とすれば, 基本式は

$$\dot{y}_l = \frac{dy_l}{dz} = \sum_m \widehat{lm} y_m,$$

$$\widehat{12} = \frac{1}{\mu}, \quad \widehat{13} = kH, \quad \widehat{34} = \frac{1}{\lambda + 2\mu}, \quad \widehat{31} = -\frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} \cdot kH,$$

$$\widehat{43} = -\rho c^2 (kH)^2, \quad \widehat{42} = -kH, \quad \widehat{21} = (kH)^2 \left\{ \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} - \rho c^2 \right\},$$

$$\widehat{24} = \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} \cdot kH, \quad \text{その他の } \widehat{lm} = 0 \quad (3.12)$$

となる。境界条件は, 不連続面で

$$y_1, y_2, y_3, y_4 = \text{連続} \quad (3.13)$$

自由表面で

$$y_2 = y_4 = 0 \quad (3.14)$$

となることである。



このようにして、球のねじれ振動、Love 波、Rayleigh 波の問題を、球ののびちぢみ振動の問題 (2.1), (2.5) と同一の形式に帰することができた。係数  $\widehat{lm}$  中に  $\rho, \lambda, \mu$  の微分をふくまないことも、前と同じである。(2.1) の形の連立常微分方程式は、Runge-Kutta 法を用いて解くのに適している。われわれのプログラムもこれを用いてつくられ、係数  $\widehat{lm}$  を計算する部分をのぞいて、他の部分は個々の問題をばなれた一般の形につくられている。

#### § 4.

たとえば (2.1) ~ (2.6) は、波数  $n$  を与えてそれに対応する振動数  $\sigma a$  をきめる固有値問題となる。これを解くさいに、ある球面  $r=r'$  より中の部分を近似的に  $\rho, \lambda, \mu$  が一定の均質球と考えることが多い。じつさい問題としては、固有値  $\sigma a$  に対する変位振幅が適当に小さくなる深さに対応した  $r$  を  $r'$  とすればよい。 $\sigma a$  がきまらなければ、それに対する変位振幅分布もきまらず、したがって  $r'$  もきまらないという見方もある。しかし逐次近似的に進めば、この困難はさけられる。

自身の引力を考えにいったときの均質弾性球の振動は、Love (1911) によつてくわしく研究されている。以下は、上に用いた記号を用いて彼のえた結果を整理し、これを電子計算機のプログラムに便利のように書き下したものである。2 次方程式

$$\begin{aligned} \mu(\lambda+2\mu)X^2 + \left\{ \frac{16}{3}\pi G\rho^2 a^2 \mu + (\lambda+3\mu)\rho\sigma^2 a^2 \right\} X \\ + \left\{ (\rho\sigma^2 a^2)^2 + \frac{16}{3}\pi G\rho^2 a^2 \cdot \rho\sigma^2 a^2 - N^2 \left( \frac{4}{3}\pi G\rho^2 a^2 \right)^2 \right\} = 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

の 2 根を

$$X = -\alpha^2 a^2, \quad -\beta^2 a^2 \quad (4.2)$$

としよう。 $\rho, \lambda, \mu$  は均質球の密度、弾性率で、 $a$  を  $r=1$  に対応した地球の半径とする。 $a$  が  $r=r'$  に対応した均質球の半径でないことに注意しよう。(4.2) で求めた、 $\alpha a, \beta a$  に対応して 2 つの独立解がある。それらに対する積分定数をそれぞれ  $A, B$  とし、 $A, B$  解とよぶことにしよう。以下  $A$  解に対する結果だけをしるすが、 $B$  解に対する結果は  $\alpha a \rightarrow \beta a$  というおきかえによつてえられる。

$$\alpha a r = x, \quad \bar{g} = \frac{4}{3}\pi G a^2 \rho, \quad \mu(\alpha a)^2 - \rho(\sigma a)^2 = f, \quad f - \bar{g}\rho(n+1) = T \quad (4.3)$$

としたとき

$$\begin{aligned} y_1 &= \frac{1}{r} \left[ n T j_n(x) - f x j_{n+1}(x) \right], \\ y_2 &= \frac{1}{r^2} \left[ \{ 2\mu n(n-1) T - (\lambda+2\mu) f x^2 \} j_n(x) + 2\mu (N^2 \bar{g} \rho + 2f) x j_{n+1}(x) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 y_3 &= \frac{1}{r} [Tj_n(x) + \bar{g}\rho x j_{n+1}(x)], \\
 y_4 &= \frac{\mu}{r^2} [\{2(n-1)T + \bar{g}\rho x^2\}j_n(x) - 2(f + \bar{g}\rho)xj_{n+1}(x)], \\
 y_5 &= 3\bar{g}fj_n(x), \\
 y_6 &= \frac{1}{r} 3\bar{g}^2\rho N^2 j_n(x)
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

となる。もう1つの独立解に対する積分定数を  $C$  とし、 $C$  解とよぶことにする。 $C$  解は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 y_1 &= nr^{n-1} = ny_3, \\
 y_2 &= 2\mu n(n-1)r^{n-2} = \frac{2\mu(n-1)}{r} y_1 = ny_4, \\
 y_3 &= r^{n-1}, \\
 y_4 &= 2\mu(n-1)r^{n-2} = \frac{2\mu(n-1)}{r} y_3, \\
 y_5 &= \{\bar{g}n - (\sigma a)^2\}r^n \\
 y_6 &= \{\bar{g}(n-3) - (\sigma a)^2\}nr^{n-1}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

たとえば地球核を半径  $b$  の均質球と仮定して、われわれの数値積分をどのように進めるかを考えてみよう。まず与えられた核内の  $\rho, \lambda, \mu$  の値を用い、問題の波数  $n$  に対してある振動数  $\sigma$  を仮定して、核表面  $r = \frac{b}{a} - 0$  での  $y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6$  を計算する。このさい定数  $A, B, C$  が未定に残る。なお  $r = \frac{b}{a} - 0$  の  $-0$  は、それが核内から核表面に近づくことを示している。同様にマントルから核表面に近づくことを  $r = \frac{b}{a} + 0$  で示せば、境界条件 (2.5) によつて、 $r = \frac{b}{a} + 0$  における  $y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6$  が未定定数  $A, B, C$  を用いてあらわされる。このような出発値を用いて (2.1) ~ (2.3) を数値積分すれば、3つの独立解がえられ、たとえば  $r=1$  における  $y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6$  が未定定数  $A, B, C$  を用いてあらわされる。したがつて境界条件 (2.6) は、 $A, B, C$  に関する斉次の連立1次方程式となる。この連立方程式の係数でもつてつくつた行列式は、一般には0とならないであろう。これは最初に仮定した振動数  $\sigma$  が固有値でないからで、行列式 = 0 となるような  $\sigma$  を求めれば、それが求める固有値となる。

核内で  $\mu=0$  のときは、(4.1) の根  $X$  は

$$-X = \alpha^2 a^2 = \frac{\rho \left\{ \sigma^2 a^2 + \frac{16}{3} \pi G \rho a^2 - N^2 \left( \frac{4}{3} \pi G \frac{\rho a^2}{\alpha a} \right)^2 \right\}}{\lambda} \tag{4.6}$$

1つだけになる。すなわち独立な解の1つがなくなる。これは地球潮汐の問題でもおこつたことで、この場合には  $B$  解  $= 0$  とすればよい。すなわち核内での解中の未定定数が  $A, C$  の2つになる。このとき核表面で  $(u_\theta, u_\phi)$  は連続でなくてよいから、境界条件 (2.5) の第3番目のものは、これをみたさなくてよい。残る5つの境界条件を用いれば、 $r = \frac{b}{a} + 0$  における  $y_1, y_2, y_4, y_5, y_6$  が未定定数  $A, C$  を用いてあらわされる。  $r = \frac{b}{a} + 0$  における  $y_3$  も未定であるから、 $r = \frac{b}{a} + 0$  において  $y_3 = 1, y_1 = y_2 = y_4 = y_5 = y_6 = 0$  であるような解にかかる未定定数を  $B$  とすれば、これで未定定数が3つそろふ。これから後は、先にのべたのと同様にして固有値  $\sigma$  がきまる。

$n$  が大きくなると、ある適当な  $r$ , たとえば  $r = r'$  より小さい  $r$  に対して、 $U, V$  がじつさい上0になる。この場合には  $r \leq r'$  に完全剛体球があると考ええると、いろいろのとりあつかいが簡単になる。完全剛体球では  $\lambda, \mu \rightarrow \infty, U, V, \dot{U}, \dot{V} \rightarrow 0$  ゆえ、(2.2) 中の  $y_1, y_3 \rightarrow 0, y_2, y_4 =$  不定となる。また (2.1) 中の最後の式は  $\dot{y}_5 + \frac{2}{r} \dot{y}_5 - \frac{n(n+1)}{r^2} y_5 = 0$   
 $\therefore y_5 \propto r^n$  となる。このようにして  $r = r'$  における3つの境界条件

$$y_1, y_3, ry_6 - ny_5 = 0 \quad (4.7)$$

がえられる。すなわち  $r = r'$  における  $y_2, y_4$ , および  $y_5$  (あるいは  $y_6$ ) が独立にえらびうる量となる。これらにかかる任意定数を  $A, B, C$  とすれば、後は前と全く同様にして固有値方程式がえられる。完全剛体核を考えてえられる利点は、この場合 (4.4), (4.5) とちがつて、 $A, B, C$  にかかる係数が簡単に計算できることである。

固い地球の上に海がのつかつた場合のように、 $0 \leq r \leq r'$  に固体球があり、 $r' \leq r \leq 1$  に液体球殻があるときのことも考えておく必要がある。この場合  $r' \leq r \leq 1$  に対する基本式は、(2.1) ~ (2.3) において  $\mu = 0$  とおいてえられる。すなわち  $y_4 \equiv 0$  となり、 $\dot{y}_3$  に対する式は  $0 + 0$  型の不定形となる。また  $y_4 \equiv 0$  なる式を  $y_3$  について解くと、(4.8) 中の最後の式がえられる。

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 &= \widehat{11} y_1 + \widehat{12} y_2 + \widehat{13} y_3, \\ \dot{y}_2 &= \widehat{21} y_1 + \widehat{23} y_3 + \widehat{26} y_6, \\ \dot{y}_5 &= \widehat{51} y_1 + \widehat{56} y_6, \\ \dot{y}_6 &= \widehat{63} y_3 + \widehat{65} y_5 + \widehat{66} y_6, \\ y_3 &= \widehat{31} y_1 + \widehat{32} y_2 + \widehat{35} y_5 \end{aligned} \quad (4.8)$$



$$\begin{aligned}
 y_1 &= U, \quad y_2 = \lambda \left( y_1 + \frac{2}{r} y_1 - \frac{N^2 y_3}{r} \right), \\
 y_3 &= V, \quad y_4 = 0, \quad y_5 = aP, \\
 y_6 &= \dot{y}_5 - 4\pi G a^2 \rho y_1
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned}
 \widehat{11} &= -\frac{2}{r}, \quad \widehat{12} = \frac{1}{\lambda}, \quad \widehat{13} = \frac{N^2}{r}, \\
 \widehat{21} &= -\sigma^2 a^2 \rho - \frac{2\rho g a}{r}, \quad \widehat{23} = \frac{\rho g a}{r} N^2, \\
 \widehat{26} &= -\rho, \quad \widehat{51} = 4\pi G a^2 \rho, \quad \widehat{56} = 1, \\
 \widehat{63} &= -\frac{4\pi G a^2 \rho}{r} N^2, \quad \widehat{65} = \frac{1}{r^2} N^2, \quad \widehat{66} = -\frac{2}{r}, \\
 \widehat{31} &= \frac{1}{\sigma^2 a^2} \cdot \frac{g a}{r}, \quad \widehat{32} = -\frac{1}{\sigma^2 a^2} \cdot \frac{1}{r\rho}, \quad \widehat{35} = -\frac{1}{\sigma^2 a^2} \cdot \frac{1}{r}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

固体と液体の境  $r=r'$  における境界条件は

$$y_1, y_2, y_5, y_6 = \text{連続} \tag{4.11}$$

$$y_4 = 0 \tag{4.12}$$

なることである。この節のはじめにのべたことから明らかなように、 $r=r'-0$  における  $y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6$  は未定定数  $A, B, C$  を用いてあらわされる。(4.11) および (4.8) の最後の式を用いれば、 $r=r'+0$  における  $y_1, y_2, y_3, y_5, y_6$  が  $A, B, C$  を用いてあらわされる。これだけの出発値があれば、(4.8)~(4.10) を用いて  $r' \leq r \leq 1$  における積分を逐行し、たとえば  $r=1$  における  $y_1, y_2, y_3, y_5, y_6$  を  $A, B, C$  を用いてあらわすことができる。最後に  $r=r'$  における境界条件 (4.12) および  $r=1$  における境界条件 (2.6) 中の  $y_2 = y_6 + (n+1)y_5 = 0$  が、固有値方程式を与える。

## § 5.

ある深さより深い部分を均質弾性体でおきかえる近似法を、前節でしばしば用いた。今節ではこの考えをねじれ振動、Love 波、Rayleigh 波の問題に適用してみよう。まずねじれ振動について考える。 $\rho, \mu$  が一定なる均質球に対する (3.2)~(3.4) の解は

$$y_1 = j_n \left( \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \sigma a r \right), \quad y_2 = \mu \left( \frac{dy_1}{dr} - \frac{y_1}{r} \right) \tag{5.1}$$

となる。したがって核を均質球と考えた場合、境界条件 (3.5) により、核表面  $r = \frac{b}{a} + 0$  における  $y_1, y_2$  は (5.1) に等しくなる。このような出発値を用い、(3.3), (3.4) を数値積分したときに、 $r=1$  で (3.6) をみたすように固有値  $\sigma$  をきめればよい。

(3.7) の前でのべた  $z$  軸を鉛直上方にとり,  $z \geq 0$  の領域に不均質弾性体が,  $z \leq 0$  の領域に半無限均質弾性体があると仮定しよう. Love 波を考えると  $z \leq 0$  に対する (3.8) の解は

$$y_1 = e^{\beta H z}, \quad \beta > 0, \quad \beta^2 = k^2 \left\{ 1 - \left( \frac{c}{V_s} \right)^2 \right\}, \quad V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (5.2)$$

ゆえ,  $z = -0$  における  $y_1, y_2$  は

$$y_1 = 1, \quad y_2 = \mu \beta H \quad (5.3)$$

となる.  $z = -0$  は, 境界面  $z = 0$  へ  $z < 0$  の側から接近した極限を示している. 同様にして  $z = +0$  を定義すれば, 境界条件 (3.9) により,  $z = +0$  における  $y_1, y_2$  も (5.3) に等しくなる. 出発値 (5.3) を用いて (3.8) を数値積分し, 境界条件 (3.10) をみたすように固有値  $c$  をきめるのが, ここでの問題である.  $z \leq 0$  に流体 (あるいは完全剛体) があるときの境界条件が,  $z = 0$  で  $y_2 = 0$  (あるいは  $y_1 = 0$ ) であることは, ねじり振動のときと同様である.

Rayleigh 波の問題で  $z \leq 0$  に対する (3.12) の解は

$$\begin{aligned} y_1 &= -kHAe^{\alpha H z} + \beta HBe^{\beta H z}, \\ y_3 &= \alpha H A e^{\alpha H z} - kHB e^{\beta H z}, \\ \alpha^2 &= k^2 \left\{ 1 - \left( \frac{c}{V_p} \right)^2 \right\}, \quad \beta^2 = k^2 \left\{ 1 - \left( \frac{c}{V_s} \right)^2 \right\}, \\ V_p &= \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

となる. これを用いれば,  $z = -0$  における  $y_1, y_2, y_3, y_4$  は

$$\begin{aligned} y_1 &= -kHA + \beta HB, \quad y_3 = \alpha HA - kHB, \\ y_2 &= \mu [-2kH \cdot \alpha HA + \{ (kH)^2 + (\beta H)^2 \} B], \\ y_4 &= \{ (\lambda + 2\mu) \cdot (\alpha H)^2 - \lambda (kH)^2 \} A - 2\mu \cdot kH \cdot \beta HB \end{aligned} \quad (5.5)$$

となる. 境界条件 (3.13) を用いれば, (5.5) を  $z = +0$  における出発値として,  $+0 \leq z$  において (3.12) の数値積分を行なつてよい. その結果自由表面における  $y_1, y_2, y_3, y_4$  が未定定数  $A, B$  を用いてあらわらわされ, 境界条件 (3.14) を用いて固有値  $c$  がきめられる.  $z \leq 0$  に完全剛体があるときには,  $z = 0$  における境界条件が  $y_1 = y_3 = 0$  となる.  $z \leq 0$  に流体がある場合には, 変位の横波的部分がないわけで, (5.4), (5.5) において  $B = 0$  とおけばよい. 境界条件 (3.13) は  $y_2 = 0, y_3, y_4 =$  連続となり,  $y_1$  は連続でなくてよい. この境界条件および (5.5) を用いれば,  $z = +0$  における  $y_3, y_4$  が未定定数  $A$  によつてあらわされる.  $z = +0$  で  $y_2 = y_3 = y_4 = 0, y_1 = 1$  なる解にかかる未定定数を  $B$  とすれば, 未定定数が 2 つそろふ. これから後は前と同様にして固有値  $c$  がきまる.

固体層  $0 \leq z \leq z'$  の上に流体層がある場合を考えよう。流体層中では、(4.8)～(4.10) とした次の関係がなりたつ。

$$y_1 = U, \quad y_2 = 0, \quad y_3 = w, \quad y_4 = \lambda(\dot{y}_3 + kHy_1) \quad (5.6)$$

$$\widehat{y_3} = \widehat{34} y_4, \quad \dot{\widehat{y_4}} = \widehat{43} y_3,$$

$$\widehat{34} = -\frac{1}{\rho c^2} + \frac{1}{\lambda}, \quad \widehat{43} = -\rho c^2 (kH)^2 \quad (5.7)$$

固体と液体との境  $z = z'$  における境界条件は

$$y_3, \quad y_4 = \text{連続} \quad (5.8)$$

$$y_2 = 0 \quad (5.9)$$

となることである。上にくりかえしてのべたように、 $z = z' + 0$  における  $y_3, y_4$  は未定定数  $A, B$  を用いてあらわされる。したがって境界条件 (5.8) および微分方程式 (5.7) を用いれば、 $z' + 0 \leq z$  における  $y_3, y_4$  が未定定数  $A, B$  を用いてあらわされる。最後に  $z = z'$  における境界条件 (5.9), および自由表面における境界条件 (3.14) 中の  $y_4 = 0$  が固有値方程式を与える。

## § 6.

上にのべた諸公式にもとずき NEAC-2203 を用いて計算するためのプログラムが、すでに完成している。のびちじみ振動、ねじれ振動、のびちじみ型あるいはねじれ型の静的変形については、このプログラムを用いすでに相当長時間の計算を行なつた。§1 にのべたように、その結果の1部については、1961年秋の地震学会で報告済みである。これからも逐次報告するつもりである。

## 参 考 文 献

- Alterman, Z., H. Jarosch, and C. L. Pekeris, 1959, Oscillations of the earth. Proc. Roy. Soc. London, A, **252**, 80—95.  
 Love, A. E. H., 1911, Some problems of geodynamics. Cambridge University Press.  
 Takeuchi, H., 1950, On the earth tide of variable density and elasticity. Trans. Amer. Geophys. Union., **31**, 651—689.



# マントル上層部の温度分布と magma pocket の存在性について

九州大学 理学部 物理学教室 下 鶴 大 輔

(昭和 36 年 10 月 26 日受理)

## Temperature Distribution and the Possibility of the Existence of Magma Pocket in the Upper Mantle of the Earth

Daisuke SHIMOZURU

Department of Physics, Faculty of Science, Kyushu University

(Received October 26, 1961)

Combining experimental results on the temperature variation of Poisson's ratio of some crystals with the recent Gutenberg's model for the distribution of Poisson's ratio in the upper mantle, the temperature distribution there was calculated on the assumption that the upper mantle is mainly composed of chrysolite. The results of calculation show that the temperature increases sharply between the depth of 60 km and 150 km beneath the continent. The temperature gradient, thus obtained, is about  $15^{\circ}\text{C}/\text{km}$ . At the depth of 150 km or more, the temperature approaches to the estimated fusion curve of olivine. The actual temperature, however, may be a little below the melting temperature.

Using a theoretical expression for dielectric constant of binary mixture in alternating field, the decrease of shear modulus in the upper mantle was interpreted to be due to the existence of magma pockets of spheroidal shapes. The total volume occupied by such molten portion is 11—15 per cent of the whole domain considered.

### § 1. 序 論

B. Gutenberg (1948, 1953, 1954, 1955, 1958, 1959, 1960) は  $P$  および  $S$  の走時研究から、地殻内部および mantle 上層部に、低速度層の存在を提唱してきたが、最近、mantle Rayleigh wave の分散の研究から、mantle 上層部に、そのような低速度層を考えると、分散をうまく説明出来ることが明らかになった (Takeuchi et al, 1958, Press et al 1960, Dorman et al 1960).

Gutenberg は 1959 年の論文に、大陸の場合の深さ 600 km までの  $P, S$  の速度分布に関する相当はつきりした model を作りあげた。一方 Rayleigh wave の方からは、その性質上 Shear wave の速度分布がわかり、定性的には Gutenberg の速度分布と合うという結果が出ている。その結果は、海洋底では、深さ 60 km から 150 km 位に低速度層が存在し、大陸底では 120 km 位から 220 km 位に存在する。そして、それらの境界は相当にはつきりしてい

るという。この低速度層は、地震の発生や、volcanism に対して、大きな意味を持つと考えられる。例えば、Hawaii に発生する地震で、火山活動と関係あるものは、深さ約 60 km 附近で発生するものが最も深く、これは magma の運動に関係していると思われる (Eaton, Murata, 1960)。

また、Ewing, Press (1956) によれば、 $S$  の週期が  $P$  のそれに比べて数倍も長いということは、excitation の問題でなく、むしろ、伝播経路にある magma pocket による  $S$  の吸収や散乱によるものであらうといっている。また  $S$  に短周期の成分が観測される場合は、地質学的にいつて、magma pocket と関係のなさそうな経路を通つて来ているという。

大方の感じでは、upper mantle では、温度が、その構成物質の融解点に達しているか、あるいは、それに近くて、いくらかの圧力の減少に伴つて、部分的に融解状態にあるのだらうというところに落着いているようである。

$Mg_2SiO_4$  や  $MgO$  の熱伝導度が、 $1400^\circ\text{C} \sim 1500^\circ\text{C}$  で極小になる (Kingery, 1954) ことから、upper mantle では、熱エネルギーが貯るために、温度が急に高くなつていであろう。Lubimova (1960) は、 $4.5 \times 10^9$  年 (現在) の温度分布を計算し、それと Uffen (1952) の融解点勾配の計算結果とを比較して、upper mantle の differentiation を議論している。

mantle 内の温度分布および融解点分布の計算は、既に多くの研究者によつて為されている。Thermal history から計算された現在の温度分布、地震波速度を用いて、固体論的立場による計算、あるいは、電気伝導度の分布から計算されたもの、また、可能な温度分布の最高としての融解点分布の推定と数が多く、方法の多種と同様に、得られた結果も様々である。計算の

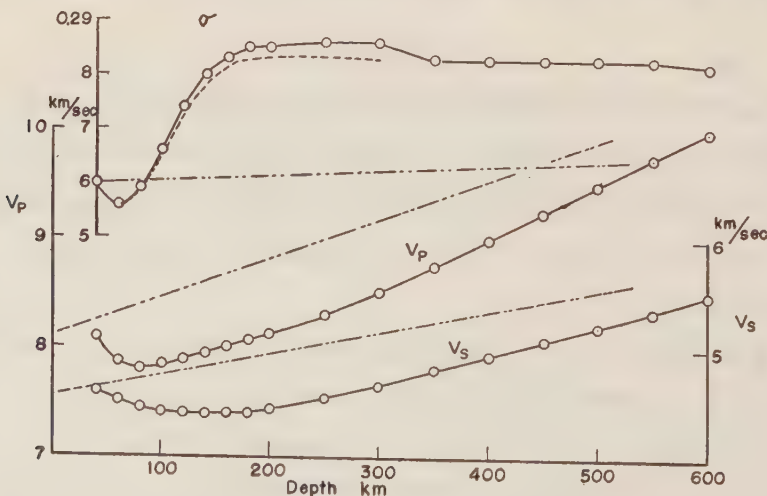


Fig. 1. Distributions of seismic wave velocities and Poisson's ratio after Gutenberg (1959).

途中で入ってくる多くの仮定と、ある深さにおける出発点の温度からくるあいまいさのために温度そのものよりも、むしろ計算された温度勾配の方に significance をもたせるべき性質のものであろう。

この論文では、まづ upper mantle の構成物質を、可能な限りの角度から検討し、upper mantle における Poisson 比の増加は温度のためであると推論して、実験事実にもとづいて、深さ 60 km までの温度分布を求め、さらに、もし、upper mantle に magma pocket が存在するとすれば、どの程度にあるかということを、電気系のアナロジーを用いて計算してみる。

## § 2. Poisson 比の温度依存性

Poisson 比の圧力に依る変化は、Birch (1938) によれば、

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{\lambda - \epsilon(5\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu - \epsilon(8\lambda + 6\mu)}, \quad -p = (1 - 2\epsilon)^{1/2} \epsilon(3\lambda + 2\mu) \quad (1)$$

である。この式より、

$$\lambda \cong \mu \text{ に従つて } \frac{\partial \sigma}{\partial p} \cong 0$$

であることが判る。すなわち、もし  $\lambda = \mu$  であれば、Poisson 比は圧力に無関係に一定であるが、一般に岩石では、 $\lambda$  と  $\mu$  は、そうひどく差はないので、Poisson 比の圧力による変化は、他の弾性常数に比べて非常に小さい。従つて、もし Poisson 比の温度依存性が判れば、mantle 内の Poisson 比の分布に照し合せて、mantle 内の温度分布が推定出来るはずである。そのためには Fig. 1 に示してある Gutenberg の分布をもとにして議論を進めることにする。

岩石に就いて、Poisson 比の温度変化を研究したものがないので、単結晶の弾性常数の温度変化の測定値より Poisson 比を計算して、融解点 ( $T_m$ ) に対するそれぞれの温度の比を横軸にして plot したものが Fig. 2 である。

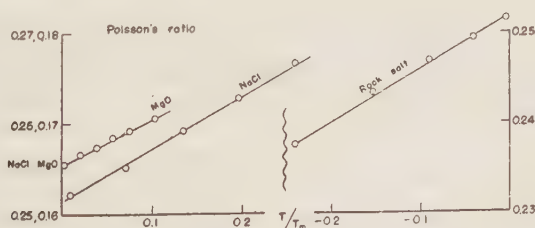


Fig. 2. Temperature variation of Poisson's ratio calculated from measured elastic constants of single crystals.

測定温度の範囲では、Poisson 比の変化は ( $T/T_m$ ) に対して直線的であり、その勾配は、



$$\Delta\sigma \approx 5 \times 10^{-3} / 0.1 T/Tm \quad (2)$$

で表わされる。この勾配は  $(T/Tm) = 1$  のごく近傍まで成立すると仮定する。そして、 $(T/Tm) = 1$  のごく近傍から急激に勾配が大きくなり、 $(T/Tm) = 1$  では、Poisson 比がほぼ 0.5 になると思われる。

この関係は、upper mantle を構成する物質にも適用されると考え、(2) の関係式は以後の計算の基準となる。

### § 3. Upper mantle の構成物質の推定

#### 1. 平均原子量 ( $m$ )

重いものは速度が早いという関係を、最近 Birch (1961,a) は種々の岩石、鉱物について

$$v = a(m) + 3.31 \rho$$

で表した。  $v, \rho$  はそれぞれ速度 (km), 密度 ( $\text{g/cm}^3$ ) であり、  $m=21$  に対して、  $a=-2.55$ ,  $m=25$  に対し、  $a=-5.7$  である。この関係は、物質の速度は、chemical composition ではなく、mean atomic weight および密度によつて決まるということである。

Birch によれば、実際の速度分布と Bullen の model (A) の密度分布にあう B-layer の mean atomic weight は 21.5 となる。

Upper mantle を、もし olivine とすると、これは、Fe(16%), Mg(84%) の Chrysolite である。

#### 2. 密 度

Bowen, Schairer (1935) は  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  と  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  の重量比を変えたときの olivine の refractive index を測定した。Gladston-Dale の法則によつて、密度を計算すると Table 1 の如くなる。ただし、 $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  の密度を  $3.223 \text{ g/cm}^3$  とした。

Table 1

Olivine wt. per cent $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$		mean refractive index $n$	calculated density $\rho$
100	0	1.6518	3.223
75	25	1.690	3.412
50	50	1.734	3.629
25	75	1.787	3.891
10	90	1.827	4.089
0	100	1.854	4.223

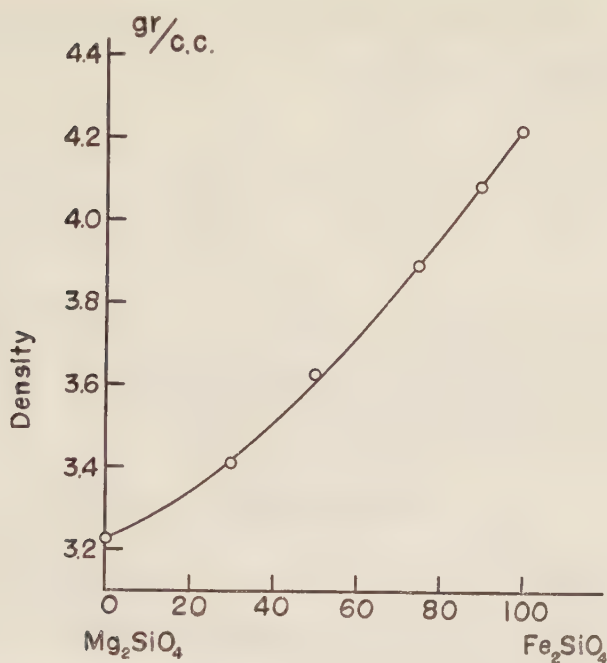


Fig. 3. Density of olivine calculated from refractive index.

これを図示すると, Fig. 3 の如くなる. Fe 16% の chrysolite の密度は約  $3.33 \text{ g/cm}^3$  となる. 一方 Dunite (Balsam Gap, N. C.) の密度は  $3.267 \text{ g/cm}^3$  であつて, Olivine (97%), Serpentine (2%), Rest (1%) (Birch, 1961, b) であり, 相当純粋な olivine である. その化学組成は  $\text{SiO}_2$  (38.4%),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0.6%),  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (1.6%),  $\text{FeO}$  (6.6%),  $\text{MgO}$  (51.5%),  $\text{MnO}$  (0.1%), ..., である. この mean atomic weight は 20.9 で,  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  (90%),  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  (10%) となる. これは丁度 Forsterite と Chrysolite の中間に来る.

Fig. 3 によれば, 密度は  $3.28 \text{ g/cm}^3$  となる.

これらの3つの密度は比較的良好に似ているので, upper mantle の物質を Forsterite と Chrysolite の中間の物質として, 温度の影響を無視して, 圧力による密度変化を計算してみる.

$$\frac{g(h-h_0)}{3\phi} = f(1+3.5f)/(1+2f)(1+7f)$$

より各深さに対する歪 ( $f$ ) を求め, それを

$$\rho/\rho_0 = (1+2f)^{3/2}, \quad \text{ただし, } \rho_0 = 3.267 \text{ g/cm}^3$$

に代入する (Birch, 1952) (Table 2).

Table 2. Density of Dunite as a function of the depth

Depth in km	Pressure in $10^9$ c. g. s.	$f$	$\rho$
0	0	0	3.267
100	31	0.009	3.355
200	65	0.0175	3.440
300	100	0.0254	3.518

Fig. 4 は、このようにして計算された密度変化と共に、Bullen の model A、および Gutenberg の密度分布を図示してある。すなわち  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  (90%) の olivine を考えると、Bullen の model A を説明するのに都合がよいことが判る。

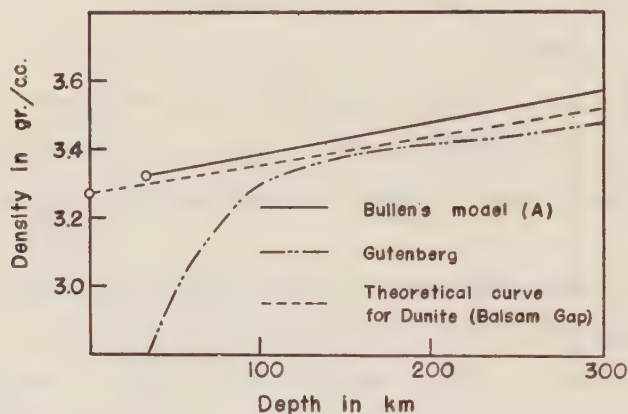


Fig. 4. Theoretical density of dunite as a function of depth.

Knopoff, Uffen (1954) によれば、同様に有限歪弾性論から推定される密度分布は、深さ 500 km より浅い mantle 内では、 $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  の密度変化が、実際の分布と、よく一致するが、それより深いところでは、実際の密度分布が、 $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  のそれよりも、密度の大きい方に外れている。

### 3. 速度および Poisson 比

Dunite (Balsam Gap N. C.) の弾性波速度は、4 Kilobars において、

$$v_p = 8.13 \text{ km/sec}, \quad v_s = 4.57 \text{ km/sec}.$$

である (Birch, 1961, b).

いま、温度の影響を考えないで、圧力による速度の変化を有限歪の理論により計算すると、上記 Dunite では、Fig. 1 中に点線で示した通りになる。これによると、upper mantle の



上限では, Gutenberg の速度分布と良い一致を示す。また Poisson 比についても, この Dunite は 0.26 であつて, Gutenberg の Poisson 比の mantle 上限における値とほぼ一致する。

以上の事実により, Balsam Gap の Dunite で代表される Forsterit-chrysolite が upper mantle を構成する物質と考えてよい。

#### § 4. 温度分布の計算

以下の計算の仮定となるものは次の通りである。

- 1) Upper mantle の構成物質は  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  (90%),  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  (10%) の Olivine であり, Balsam Gap の Dunite で弾性的性質を代表させる。
- 2) 少なくとも深さ 300 km までは物質は変らない。
- 3) 深さ 35 km における温度を  $600^\circ\text{C}$  とする。
- 4) Poisson 比の温度依存性が, すべての物質について一定である。

われわれの物質の 1 気圧下における融解点は, Bowen, Schairer の equilibrium diagram (Fig. 5) によれば  $(T_m)_{p=0} = 1772^\circ\text{C}$  となる。

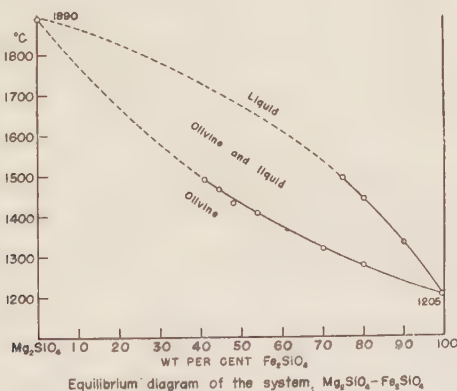


Fig. 5. Equilibrium diagram of olivine (Bowen, Schairer).

また,  $\Delta T_m/\Delta p$  は Bowen, Schairer (1935) によると 1000 bar につき  $3.5^\circ\text{C}$  である。従つて

$$(T/T_m)_{35\text{ km}} = 600/1804 = 0.3326. \quad (3)$$

一方, Simon の式によつて表現される物質の融解曲線は, 一般に Clausis-Clapeyron の式で表わされる勾配よりも, 温度が高くなるにつれて緩やかになつてゆくことが判つているが,

われわれの物質についての Simon の式のパラメーターが判っていないので、一応 Initial slope をそのまま深さ 300 km まで適用することにする。

また Poisson 比は圧力に鈍感なので、

$$(\sigma)_{35\text{km}} = 0.26 \quad (4)$$

とする。いま、 $\sigma-(T/T_m)$  diagram において、(3)、(4) を出発点にして、(2) の勾配で直線をひいてやる。

一方 (1) によつて、Gutenberg の Poisson 比の分布の圧力による補正を行なう。Balsam Gap の Dunite では  $\lambda < \mu$  であるから、Poisson 比は圧力と共に少しずつ増大してゆく (Birch の実験結果と一致)。圧力による補正を行なつた結果は Fig. 1 の点線の如くなる。この圧力補正を行なつた後の、種々の深さにおける Poisson 比の値をよみとり、 $\sigma-(T/T_m)$  diagram において、それらの  $\sigma$  に相当する  $(T/T_m)$  の値を知ることが出来る。

また Dunite の各深さ (圧力) に対する融解点は、Initial slope を外挿して判るから、これらの値から、各深さに対する温度 ( $T$ ) を求めることが出来る。その結果は Table 3 に示す通りである。計算された温度の左側の列の数字が、このようにして出されたものであるが、深さ 60 km で温度の極小を示している。取扱いかたの性質上、出された温度分布は、Poisson 比の分布と全く同じ形になるはずであるから、この最小温度は、Poisson 比がそのあたりで極小になっていることが、そのまま出ているのである。いま計算の仮定として、深さ 35 km から 300 km まで、物が変わらないとしたので、温度と圧力によつて、Poisson 比は増大すべき

Table 3

Depth in km	Poisson's ratio after Gutenberg†	Pressure in $10^9$ c. g. s.	$T_m$ in $^{\circ}\text{C}$	$T/T_m$	$T$ $^{\circ}\text{C}$	
0		0	1772			
35	0.260	9	1804	0.333	600*	
60	0.256	18	1835	0.230	422	1000*
80	0.258	24	1856	0.295	538	1104
100	0.265	31	1881	0.430	809	1388
120	0.273	38	1905	0.582	1109	1715
140	0.278	45	1930	0.693	1337	1891
160	0.281	52	1954	0.753	1471	< 1954
180	0.282	59	1979	0.783	1550	
200	0.282	65	2000	0.783	1566	
300	0.283	100	2122	0.792	1681	

† Pressure correction is made,

\* assumed temperature,

であつて、この Poisson 比の谷は説明しにくい。

ゆえに、いま、地殻内の熱勾配をそのまま延長して、深さ 60 km における温度を  $100^{\circ}\text{C}$  とし、再び同じ計算をくりかえして、60 km より浅いところを考えに入れないと、Table 3 の中の右側の列に示されてある如き温度となる。

60 km の深さの温度、 $1000^{\circ}\text{C}$  は、地殻内の勾配をそのまま外挿したものであるから、この深さの温度としては、それ以上高くはならない温度の上限と考えて差支えない。従つて、この温度を出発点にして計算された温度は、推定される可能な温度の上限を示している。

かくして計算された2つの温度分布を Fig. 6 に示してある。図中の◎印は計算の出発点の温度を意味している。

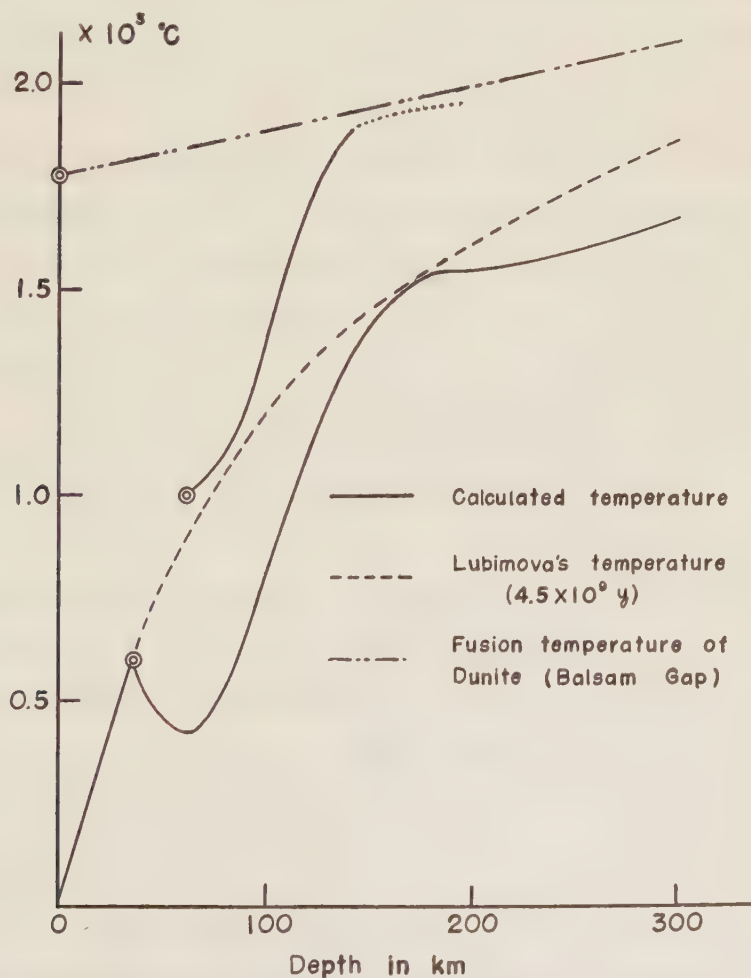


Fig. 6. Temperature distribution in the upper mantle. Double circle indicates the assumed temperature.



先にも述べたように、Poisson 比は融解点のごく近傍において、急速に増大して、0.5 になるが、実験がないためによく判らない。従つて、深さ 160 km 以上の深さでは、実際の温度は図に示してある Dunite の融解点よりは低いと考えられる。

いづれにしても、温度勾配は、深さ 60 km 位から 150 km 位まで最も急で、平均して、 $15^{\circ}\text{C}/\text{km}$  である。それより深くは、融解点に近い分布をしている。Valle (1956) は、固体論の立場から、P 波に対しては温度勾配が  $14^{\circ}/\text{km}$  以上、S 波に対しては  $11^{\circ}/\text{km}$  以上であれば、mantle 内の low velocity layer を説明することが出来るといつている。

## §5. magma pocket の存在性について

Upper mantle では、上のようにして計算された温度分布、および、序論で述べたように、観測される S 波の周期が長いことなどから、一様に融けた帯状の部分が、uniform に存在するのではなくて、magma pocket が不均一に点在する可能性が強い。

そうだとすると、upper mantle の low velocity を定量的に解釈するためには、どの程度(分量)の magma pocket が存在すれば良いだろうかということになる。Nishimura 等(1960)は走時解析から次のことをいつている。すなわち九州の Poisson 比 (0.28~0.30) は、中国、四国など (0.22~0.25) に比べて著しく大きく、この anomalous な領域は深さ 20 km—40 km に存在し、日向灘の方に大きく含んで全九州を包含している。そして、この事実は、volcanic activity に関連して、magmatic reservoir の存在を暗示していると述べている。

このように、色々の大きさを持つて、種々の arrangement をして不均一に存在する magma pocket があるときに、例えば shear velocity の速度がどうなつて、Poisson 比がどうなるかという数学的吟味は大変困難である。

従つて、弾性論的立場をはなれて、境界条件がもつと簡単になる analogous な方法が近似的にとればよい。

これには、しばしば行なわれるように、電気系—機械系の変換を考えてみる。

### 1) 電気系—機械系の変換および混合体の問題

一般に機械量と電気量との対応には、大部分が、歪—電荷、応力—電位差のような取り方をしているが、この対応の仕方では、dimension 的な面、その他で問題がある (Kron, 1944, 入江, 1956)。従つて、ここでは、力—電流、変位—電位差の如き対応の仕方を考える。これによると、試料の形と同じ外形をもち、試料の各部が回路の各部に対応するような立体的等価多端子回路が出来る。機械系で測定される量は、力、変位であり、電気系で測定される量は、電流、電位差となるし、また、外部から力が加わつていない自由表面については、その面に働

く力の面に垂直な成分は0である。

ゆえに、力と電流を対応させれば、すなわち、この面を通して出入する電流が0ということになり、回路では、この面で切断してよいことになる。従つて、等価回路の表面は、試料の表面と同じ形になつて、都合がよい。次に示す表は従来の対応と、新しい対応との比較である。

従 来 の 対 応		新 し い 対 応	
機 械 系	電 気 系	機 械 系	電 気 系
ひ ず み ( $e_{ij}$ )	電 荷 ( $Q$ )	力 ( $F$ )	電 流 ( $I$ )
応 力 ( $\sigma_{ij}$ )	電 位 差 ( $V$ )	変 位 ( $D$ )	電 位 差 ( $V$ )
ひ ず み の 速 さ ( $\dot{e}_{ij}$ )	電 流 ( $I$ )	弾 性 常 数 ( $k=F/D$ )	コンダクタンス ( $I/V$ )
コンプライアンス ( $1/\mu$ )	静 電 容 量 ( $C$ )	粘性係数 $\times s/l$ ( $\zeta=F/pD$ )	静 電 容 量 ( $I/pV$ )
粘 性 係 数 ( $\eta$ )	抵 抗 ( $R$ )	質 量	—
Voigt model		Voigt model	
parallel		parallel	parallel
Maxwell model		Maxwell model	
series		series	series
		応 力 ( $\sigma=F/s$ )	電 流 密 度
		ひ ず み ( $e=D/l$ )	電 界 強 度
		剛 性 率 ( $\mu=k \cdot l/s$ )	導 電 率
		粘 性 係 数 ( $\eta=\zeta \cdot l/s$ )	誘 電 率

$p=i\omega$ ,  $s$ =断面積,  $l$ =長さ。

もし慣性を考慮に入れる必要があるときは、質量は静電容量になると同時に、力は、 $p \times$ 電流に、dashpot はコンダクタンスに、また応力は  $p \times$ 電流密度に変わってくる。

機械系における混合体の見かけの弾性常数の動的な性質については、重要であるにもかかわらず殆んど手がつけられていない。ところがそれぞれ剛体、および導体の球状粒子の混合についての見かけの Young's modulus および dielectric constant は、それぞれ

$$E_a=E_1(1+2.5\delta_1), \quad \epsilon_a=\epsilon_1(1+3\delta_1)$$

となり、両者はよく似ている (Guth, 1945)。

$$\log E_a=\delta_1 \log E_1+\delta_2 \log E_2$$

という式も実験的に示されている、この式は dielectric constant に関する Lichtenecker の式といわれるものと同じである。これらから考えて、電気系と機械系は適当な対応をつけ、多

少の誤差を許すとすれば、dielectric constant の混合体理論が使えることになる、

混合体理論としては、誘電率に関する Clausius-Mosotti の式、光の屈折率に関する Lorenz-Lorentz の式などは良く知られ、その他にも数多くの（例えば Rayleigh 式、Bruggeman 式、Lichtenecker 式等々）式が提出されているが、これらのうちには、混合物の形あるいは配列の仕方に制限があつて、一般的表現性のあるものが少ない。混合体に関する研究のうちで、最も重要なのは Wiener の研究であつて、彼は Lorenz-Lorentz 式に形状係数とでもいうべき量を持ちこんで、これによつて如何なる形状の混合体にも適用出来る式を導いた。Wiener は、静電界についてのみ取扱つており、これを Irie (1956) が交流電界に拡張した。

それによれば、誘電率  $\epsilon_1$  の物質が、 $\epsilon_2$  の物質の中に分散しており ( $\delta_1$ )、その混合の仕方が、分散媒質同志の相互作用がないと仮定してよいほど密にまじつていない場合には、見かけの誘電率  $\epsilon_a$  は次式で表わされる。

$$\epsilon_a = \epsilon_1 \epsilon_2 + u \epsilon_p / \epsilon_q + u, \quad (5.1)$$

ただし 
$$\epsilon_p = \delta_1 \epsilon_1 + \delta_2 \epsilon_2, \quad \epsilon_q = \delta_2 \epsilon_1 + \delta_1 \epsilon_2.$$

であり、 $u$  は形状係数である。交流電界に対する式であるから、 $\epsilon_a$  は複素誘電率を意味し、

$$\arg \epsilon_2 \leq \arg u \leq \arg \epsilon_1$$

を満足する様な  $u$  を用いれば、 $\epsilon_a$  は必ず上式で表わされる。いま混合する物質を spheroid (長軸  $a$ 、短軸  $b$ ) として、その長軸が電極の方向に一致した場合には、 $\nu = u/\epsilon_2$  とおくと、spheroid の形と  $\nu$  の関係は次に示す通りである。

$\eta=b/a$	0	0.1	0.2	0.5	0.8	1.0
$\nu$	$\infty$	48.4	16.9	4.8	2.6	2.0

## 2) 機械系への翻訳

上記の混合体の理論をわれわれの場合に適用するには、電気系——機械系の対応に従つて、shear modulus  $\mu$  を考えてみる。

いま、波の波長に比べて、magma pocket の大きさが小さいとし、且つ、それらが相互作用なく、粗く存在しているとする。また magma pocket の形は重力のポテンシャル面に沿つて長軸をもつた oblate spheroid であると仮定し、その並び方および相対的な大きさについては制限もいらない、そのような magma pocket の総和の体積が、いま考える全領域の  $\delta_1$  であるとし、残りの固体の部分を  $\delta_2$  とすると、magma pocket の shear modulus  $\mu_1$  は 0 であると考えて次式を得る。

$$\mu_a = \nu \varepsilon_p \left/ \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_2} + \nu = \frac{\delta_2 \nu}{\delta_1 + \nu} \right. \mu_2 = \frac{(1 - \delta_1) \nu}{\delta_1 + \nu} \mu_2 . \quad (5.2)$$

ただし

$\mu_a$ .....全体としての見かけの shear modulus-

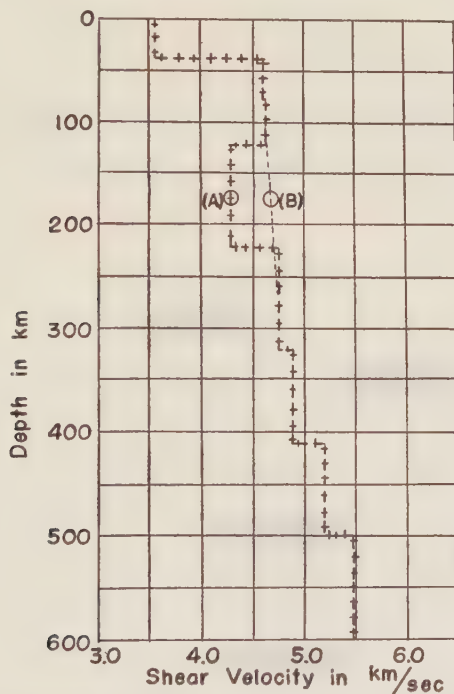
$\mu_2$ .....固体部分の shear modulus.

$\delta_1$ .....magma pocket の容積の全体に対する割合.

### 3) magma pocket の存在量

われわれの目的は (5.2) により,  $\mu_a, \mu_2$  を知つて, それぞれの  $\nu$  (あるいは  $\eta$ ) に対して  $\delta_1$  を求めることである.

$\mu_a, \mu_2$  を求めるために, Lehmann の continental case (Dorman, 1960) を用いる. Fig. 7 にはそれが示してある.



#### Lehmann Continental case

$$(A) \quad V_s = 4.30 \text{ km/sec} , \quad \mu = 6.28 \times 10^{11} \text{ c.g.s}$$

$$(B) \quad V_s^* = 4.68 \text{ km/sec} , \quad \mu^* = 7.45 \times 10^{11} \text{ c.g.s}$$

$$\rho = 3.40 \text{ c.g.s}$$

Fig. 7. Shear velocity distribution of Lehmann's continental case.



図中、(A)、(B) は、それぞれ低速度層および、低速度層の上層と下層との中間をむすんだ線の中点を表わしているが、これらの点が低速度層および、低速度層が無い場合の速度分布を表わすと考えてよいから、(A)、(B) 点の深さ 170 km における密度を 3.40 c.g.s. とすると、 $\mu_a(=\mu)$ 、 $\mu_b(=\mu^*)$  が求まる。その結果は図に示す通りで、low velocity zone 全体としては、平均 1 割 6 分ばかり、剛性率が減少していることになる。Low velocity zone の底で、剛性率の減少が、もつとひどくても、全体としての減少が、上の値をとるならば勿論差支えない。

(5.2) 式を用いて計算した結果は次の通りになる。

$\eta(=b/a)$	0.1	0.2	0.5	0.8	1.0
$\delta_1$	0.155	0.150	0.134	0.119	0.111

例えば、magma pocket の厚さが、横の長さの 0.2 という spheroid とし、それが、お互いの相互作用なく、点在すると、upper mantle の中に存在するそれらの magma pocket は Fig. 8 のようになる。magma pocket の大きさはどうでもよいし、またそれらの配置の仕方はどうでもよいが、spheroid の形はすべて相似でなくてはならない。

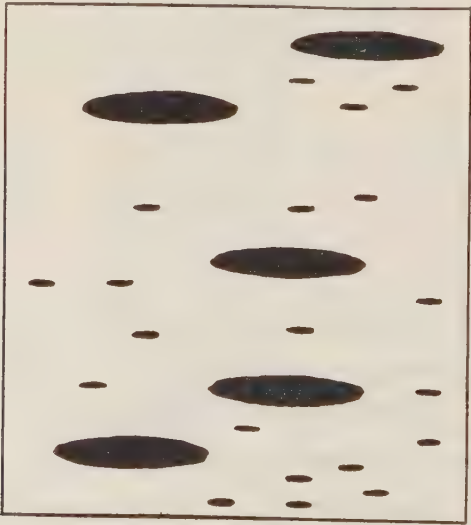


Fig. 8. Schematic representation of the magma pocket in the upper mantle, necessary for the interpretation of the decrease of shear velocity.

これらの magma pocket は、先に計算した温度分布から考えれば、upper mantle 内、深さ 200 km あたりに密に存在し、low velocity zone の上部、深さ 120~130 km では、位置が相当局限されて、まばらに存在するであろう。

upper mantle 上部での計算された温度勾配と、Gutenberg の地震波速度の減少の割合いは、横波について、ほぼ次の通りである。

$$-\frac{1}{V_s} \left( \frac{\Delta V_s}{\Delta T} \right)_p \approx 0.8 \times 10^{-4}.$$

ただし、速度の減少分としては、有限歪理論で推定される速度と実際の速度との差をとった (Fig 1 参照)。

一方、Balsam Gap の Dunite の室内実験によると、4 kilobars において、(Birch, 1942)

$$\begin{aligned} -\frac{1}{V_s} \left( \frac{\Delta V_s}{\Delta T} \right)_p &= 2.08 \times 10^{-4} \\ &= 1.49 \quad " \\ &= 1.27 \quad " \end{aligned}$$

であつて、order in magnitude で合致している。従つて、upper mantle の上層部には、magma pocket が密には存在せず、温度が上昇するためにのみ、速度が減少すると考えてよい。

## §6. ま と め

Upper mantle の構成物質を密度、平均原子量、速度から、Balsam Gap の Dunite の物性で代表される olivine であると推論し、Poisson 比の温度変化に関する実験値より、upper mantle の温度勾配および温度分布を計算した、それによれば、深さ 60 km から 150 km まだが最も急で、15°C/km の勾配をもっている。また 200 km の深さでは、融解点に近くなるか、これよりは低い温度である。さらに電気系——機械系の翻訳的方法で、upper mantle における magma pocket の存在する量を計算すると、水平に oblate な spheroid を magma pocket とすると、観測された shear velocity を説明するためには、考える全領域の 1 割 5 分の体積の magma pocket が点在していればよいことになる。以上は、大陸の下での upper mantle structure であるが海洋下における構造および volcanism との関係については将来研究を進めたい。

複素誘電率および機械系と電気系の変換に関しては、九大工学部入江教授に負うところ大であり、厚くお礼申し上げる。なお、論文中の製図は、佐藤義子嬢の手をわずらはした。

〔追記〕 Olivine の融点増加の割合いを  $3.5^{\circ}\text{C}/10^3 \text{ bars}$  として計算したが、最近久城は  $5^{\circ}\text{C}/10^3 \text{ bars}$  という値を得ている。新しい値を使用しても、求められた温度分布には、大きな差異はない。

## 文 献

- BIRCH, F., 1942, Handbook of Physical Constants. Geol. Soc. Amer. Special Paper, 36, 83.  
 1938, The effect of pressure upon the elastic parameters of isotropic solids, according to Murnaghan's theory of finite strain. J. Appl. Phys. 9, 279—288.  
 1952, Elasticity and constitution of the earth's interior. J. Geophys. Res. 57, 227—286.  
 1961 a, Composition of the earth's mantle. Geophys. J., 4, 295—311.  
 1961 b, The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, Part 2. J. Geophys. Res., 66, 2199—2224.
- BOWEN, N. L., SCHAIRER, J. F., 1935, The system  $\text{MgO}-\text{FeO}-\text{SiO}_2$ . Amer. J. Sci., 29, 151—167.
- DORMAN, J., EWING, M., OLIVER, J., 1960, Study of shear velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh waves. Bull. Seis. Soc. Amer., 50, 87—115.
- EATON, J. P., MURATA, K. J., 1960, How volcanoes grow. Science, 132, 925—938.
- EWING, M., PRESS, F., 1956, The long period nature of S waves. Abstr. Trans. Amer. Geophys. Union, 37, 343.
- GUTENBERG, B., 1948, On the relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometers. Bull. Seis. Soc. Amer., 38, 121—148.  
 1953, Wave velocities at depths between 50 and 600 km. Bull. Seis. Soc. Amer., 43, 223—232.  
 1954 a, Low-velocity layers in the earth's mantle. Bull. Geol. Soc. Amer., 65, 337—348.  
 1954 b, Effects of low velocity layers. Geof. pura e applicata., 28, 1—10.  
 1955, Wave velocities in the earth's crust. Geol. Soc. Amer. Special paper 62, 19—34.  
 1958, Velocity of seismic waves in the earth's mantle. Trans. Amer. Geophys. Union, 39, 486—489.  
 1959, The asthenosphere low velocity layer. Ann. di Geofisica, 12, 439—460.  
 1960, Low velocity layers in the earth, ocean and atmosphere. Science, 131, 959—965.
- GUTH, E., 1945, Theory of filler reinforcement. J. Appl. Phys., 16, 20—25.
- IRIE, F., 1956, The existence domain of complex dielectric constant of binary mixture. Ann. d. Phys., 19, 31—40.
- KINGERY, 1954, The variation of conductivity with temperature for some silicates. J. Amer. Cer. Soc. 37.
- KNOPOFF, L., UFFEN, R. J., 1954, The densities of compounds at high pressures and the state of the earth's interior. J. Geophys. Res., 59, 471—484.
- KRON, G., 1944, Equivalent circuit for the elastic field. J. Appl. Mech., 11, A—149—161.
- LUBIMOVA, H. A., 1960, On conditions of magmatism origin and role of volcanic activity in the thermal regime of earth's crust. J. Phys. Earth, 8, 17—21.
- NISHIMURA, E., KAMITSUKI, A., KISHIMOTO, Y., 1960, Some problems on Poisson's ratio in the earth's crust. Tellus, 12, 236—241.
- PRESS, F., TAKEUCHI, H., 1960, Note on the variational and homogeneous layer approximations for the computation of Rayleigh wave dispersion. Bull. Seis. Soc. Amer., 50, 81—85.
- TAKEUCHI, H., PRESS, F., KOBAYASHI, N., 1959, Rayleigh wave evidence for the low-velocity zone in the mantle. Bull. Seis. Soc. Amer., 49, 355—364.
- UFFEN, R. Y., 1952, A method of estimating the melting point gradient in the earth's mantle. Trans. Amer. Geophys. Union, 33, 893—896.
- VALLE, P. E., 1956, Sul gradiente di temperatura necessario per formazione di "low velocity layers". Annali di Geofisica, 9, 371—377.

# 固体-流体波から流体-流体波への移り変り (2)

北大, 理, 地球物理 田 治 米 鏡 二

” 浜 田 和 郎

(昭和 36 年 10 月 31 日受理)

## Transition from Dispersive RAYLEIGH Waves to Sound Waves in a Layer overlying a Liquid Half Space

Kyozi TAZIME and Kazuo HAMADA

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University.

(Received October 31, 1961)

Following a previous paper (TAZIME and HAMADA, 1961), group velocity, displacement potential and displacement are investigated from a viewpoint of transition mentioned by the present title. Results are illustrated in several figures. Liquid-liquid wave characteristics are obtained again from higher order wave characteristics at solid-liquid boundaries when POISSON's ratio becomes 0.50.

### 7. 群速度の数値計算例

これ迄の節では主として位相速度について論じて来た。しかし移り変りの状態を完全に理解するためには、さらに群速度、振幅および振幅分布等についても論じられなければならぬ。

ここでは、移り変りの基本的な性質を見やすくするために、

$$\rho_2/\rho_1 = 1, \quad v_{p2}/v_{p1} = 10$$

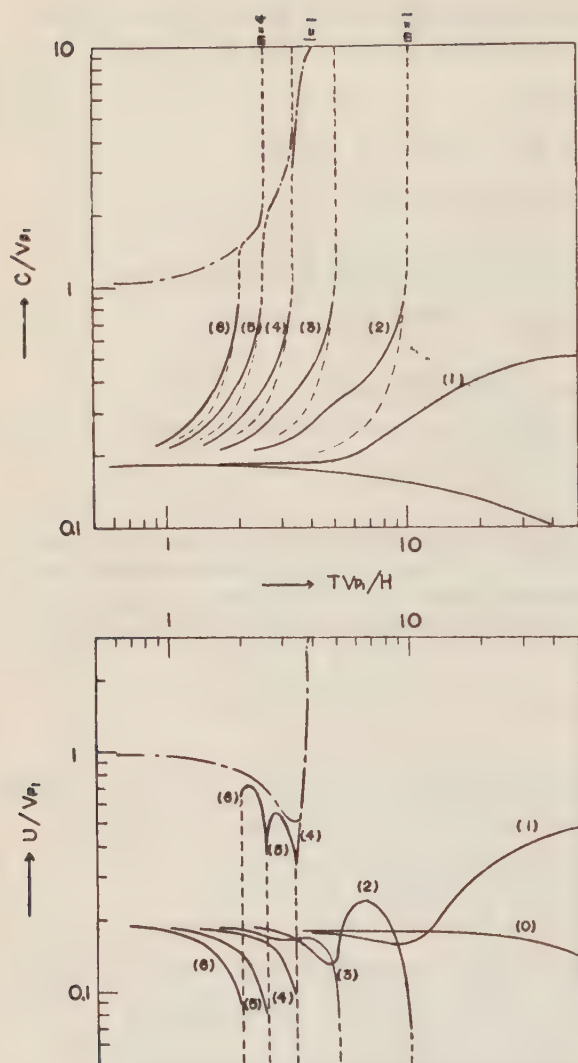
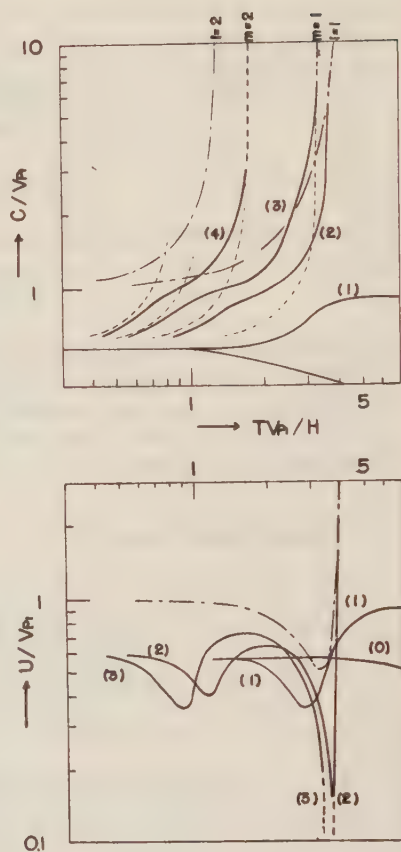
なる場合の位相速度および群速度を計算した。POISSON 比  $\sigma_1$  が 0.48 および 0.25 の場合の計算結果をそれぞれ Fig. 8 および Fig. 9 に示す。太線が固体-流体波の速度である。これに反し、鎖線は流体-流体波に、点線は  $\sin \bar{\beta}_1 H = 0$  に対応している。

これらの図の中で上側の図は位相速度を表わしていて、前の論文 (田治米・浜田, 1961) で説明した如く、太い点線上では振幅は大きくならぬ予想がある。

POISSON が 0.50 に近ずくと、固体-流体波の群速度特性も次第に鎖線と一致すべきであるが、その様子が Fig. 8 の下側の図で見られる。すなわち、曲線 (4), (5), (6), ... の 1 部が鎖線に極めて接近し、他部は点線で示される部分と、実線で示されているが、優勢な振幅を持ち得ないと思われる部分となってしまう。

Fig. 9 で極小群速度を与える周期に着目すると、 $Tv_{p1}/H=3\sim4$  の間に集中していることが判る。曲線 (2) の極小は流体-流体波の極小群速度に対応している。しかるに、曲線 (1) の極



Fig. 8. Phase and group velocities for  $\sigma_1=0.48$ .Fig. 9. Phase and group velocities for  $\sigma_1=0.25$ .

小群速度に対する周期もまたこれに近い点は注目に値する。

いま述べた事情は第 2 番目に現われる極小群速度に対する周期についても見られる。曲線 (2) および (3) の第 2 番目の極小群速度に対する周期はいずれも 1 附近にある。これは第 2 次の流体-流体波の極小群速度に対する周期と大体一致している。

このような現象は流体-流体波または LOVE 波には見られなかつた。P 波と S 波とが混じ合つて形成される波の性質の複雑さを表わしているのである。

# 8. 固体-流体波に対する displacement potential の表現式

固体-固体波の場合 (TAZIME, 1961) の表現式に  $\mu_2=0$  を代入すれば簡単に得られる. ただし今度の場合は (田治米・浜田, 1961 a) と対応させるために, region (ii) では  $\epsilon'$  の符号を, region (iii) では  $\epsilon$  の符号を (TAZIME, 1961 b) とは逆にする. またここでは, 特性方程式の実根のみに着目し, 実根の存在しない region は省略することにした.

(ii)

$$\mathcal{X} = (\bar{\alpha}_1 + \bar{\beta}_1)H + \epsilon, \quad \mathcal{Y} = (\bar{\alpha}_1 - \bar{\beta}_1)H + \epsilon'$$

とおくと,

$$\left. \begin{aligned} [\phi_1]_{M=0} &= -\pi (\bar{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{P}, \\ [\phi_1]_{M=0} &= i\pi (\bar{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{Q} \end{aligned} \right\} \quad (8.1)$$

ただし

$$\begin{aligned} (M_{\xi H})^{-1} &= (c/U - 1) \cdot \mathcal{R}^{-1}, \\ B &= (\bar{\alpha}_1 / \bar{\beta}_1)^{1/2} (1 - A^2)^{\frac{1}{2}}, \quad B'e^{i\epsilon} = -(\bar{\alpha}_1 / \bar{\beta}_1)^{\frac{1}{2}} (1 - \Gamma^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \mathcal{P} &= \cos \bar{\alpha}_1 (E - z) \{ \sin \mathcal{X} + A\Gamma \sin \mathcal{Y} \} - A \sin \{ \bar{\alpha}_1 (E + z) - \mathcal{X} \} \\ &\quad - \Gamma \sin \{ \bar{\alpha}_1 (E + z) - \mathcal{Y} \}, \\ \mathcal{Q} &= B \{ \cos (\bar{\alpha}_1 E + \bar{\beta}_1 z - \mathcal{X}) - \Gamma \cos (\bar{\alpha}_1 E - \bar{\beta}_1 z - \mathcal{Y}) \} \\ &\quad + B'e^{i\epsilon} \{ \cos (\bar{\alpha}_1 E + \bar{\beta}_1 z) + A \cos (\bar{\alpha}_1 E - \bar{\beta}_1 z) \}, \\ \mathcal{R} &= (\bar{\alpha}_1 / \xi) (\sin \mathcal{X} + A\Gamma \sin \mathcal{Y}) + (\bar{\alpha}_1 / \xi) (\sin \mathcal{X} - A\Gamma \sin \mathcal{Y}). \end{aligned}$$

(iii)

$$\left. \begin{aligned} [\phi_1]_{M=0} &= -\pi (\hat{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{P}, \\ [\phi_1]_{M=0} &= -\pi (\hat{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{Q} \end{aligned} \right\} \quad (8.2)$$

ただし

$$\begin{aligned} (M_{\xi H})^{-1} &= -(c/U - 1) \cdot \mathcal{R}^{-1}, \\ B e^{-i\delta} &= \mp i (2\hat{\alpha}_1 / \bar{\beta}_1)^{\frac{1}{2}} (\sin 2\delta)^{\frac{1}{2}}, \\ B'e^{-i\epsilon} &= \pm i (2\hat{\alpha}_1 / \bar{\beta}_1)^{\frac{1}{2}} \{ \Gamma \sin (\epsilon' + \epsilon) \}^{\frac{1}{2}} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} B e^{-i\delta} \\ B'e^{-i\epsilon} \end{aligned}} \right\} \text{ for } c/v_{s1} \geq \sqrt{2}, \\ \mathcal{P} &= \cosh \hat{\alpha}_1 (E - z) \{ \sin (\bar{\beta}_1 H - \delta - \epsilon) + \Gamma e^{-2\hat{\alpha}_1 H} \sin (\bar{\beta}_1 H + \delta + \epsilon') \} \\ &\quad - \{ e^{-\hat{\alpha}_1 (H + z)} \sin (\bar{\beta}_1 H + \delta - \epsilon) + \Gamma e^{-\hat{\alpha}_1 (2H - H - z)} \sin (\bar{\beta}_1 H - \delta + \epsilon') \}, \\ \mathcal{Q} &= B e^{-i\delta} \{ e^{-\hat{\alpha}_1 H} \sin (\bar{\beta}_1 H - \bar{\beta}_1 z - \epsilon) - e^{-\hat{\alpha}_1 (2H - H)} \Gamma \sin (\bar{\beta}_1 H - \bar{\beta}_1 z + \epsilon') \} \\ &\quad + B'e^{-i\epsilon} \{ e^{-\hat{\alpha}_1 (H - H)} \sin (\bar{\beta}_1 z - \delta) - e^{-\hat{\alpha}_1 (H + H)} \sin (\bar{\beta}_1 z + \delta) \}, \\ \mathcal{R} &= (\hat{\alpha}_1 / \xi) \{ \sin (\bar{\beta}_1 H - \delta - \epsilon) + \Gamma e^{-2\hat{\alpha}_1 H} \sin (\bar{\beta}_1 H + \delta + \epsilon') \} \\ &\quad + (\bar{\beta}_1 / \xi) \{ \cos (\bar{\beta}_1 H - \delta - \epsilon) - \Gamma e^{-2\hat{\alpha}_1 H} \cos (\bar{\beta}_1 H + \delta + \epsilon') \}. \end{aligned}$$

(iv)

$$\left. \begin{aligned} [\phi_1]_{M=0} &= -\pi (\hat{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{P}, \\ [\phi_1]_{M=0} &= -\pi (\hat{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1} \cdot \mathcal{Q} \end{aligned} \right\} \quad (8.3)$$

ただし,

$$\begin{aligned} (M_{\xi H})^{-1} &= -(c/U-1) \cdot \mathcal{C}^{-1}, \\ B &= -i (\hat{\alpha}_1 / \hat{\beta}_1)^{\frac{1}{2}} A, \quad B' = i (\hat{\alpha}_1 / \hat{\beta}_1)^{\frac{1}{2}} A', \\ \mathcal{P} &= \cosh \hat{\alpha}_1 (E-z) \{ \sinh (\hat{\alpha}_1 + \hat{\beta}_1) H - A A' \sinh (\hat{\alpha}_1 - \hat{\beta}_1) H \} \\ &\quad + A' \sinh (\hat{\alpha}_1 E + \hat{\alpha}_1 z - \hat{\alpha}_1 H + \hat{\beta}_1 H) - A \sinh (\hat{\alpha}_1 E + \hat{\alpha}_1 z - \hat{\alpha}_1 H - \hat{\beta}_1 H), \\ \mathcal{Q} &= B \{ \cosh (\hat{\alpha}_1 H - \hat{\alpha}_1 E + \hat{\beta}_1 H - \hat{\beta}_1 z) + A' \cosh (\hat{\alpha}_1 H - \hat{\alpha}_1 E - \hat{\beta}_1 H + \hat{\beta}_1 z) \} \\ &\quad + B' \{ \cosh (\hat{\alpha}_1 E + \hat{\beta}_1 z) + A \cosh (\hat{\alpha}_1 E - \hat{\beta}_1 z) \}, \\ \mathcal{C} &= (\hat{\alpha}_1 / \xi) \{ \sinh (\hat{\alpha}_1 + \hat{\beta}_1) H - A A' \sinh (\hat{\alpha}_1 - \hat{\beta}_1) H \} \\ &\quad - (\hat{\beta}_1 / \xi) \{ \sinh (\hat{\alpha}_1 + \hat{\beta}_1) H + A A' \sinh (\hat{\alpha}_1 - \hat{\beta}_1) H \}. \end{aligned}$$

## 9. 特殊な場合

$$c/v_{s1} \gg 1 \quad (9.1)$$

の場合には次の関係が近似的に成立する.

$$\left. \begin{aligned} \tan \varepsilon &= \tan \varepsilon' = (\rho_2 \bar{\alpha}_1) / (\rho_1 \hat{\alpha}_2), \\ (1-A^2)^{\frac{1}{2}} &= 4 (\bar{\alpha}_1 / \xi)^{\frac{1}{2}} (\bar{\beta}_1 / \xi)^{-\frac{1}{2}} (\bar{\beta}_1 / \xi)^{-2}, \quad (1-\Gamma^2)^{\frac{1}{2}} = (1-A^2)^{\frac{1}{2}} \cos \varepsilon. \end{aligned} \right\} \quad (9.2)$$

ゆえに,

$$\left. \begin{aligned} 1+A &= 8 (\bar{\alpha}_1 / \xi) (\bar{\beta}_1 / \xi)^{-3}, \quad 1-\Gamma = (1+A) \cos^2 \varepsilon, \\ A+\Gamma &= (1+A) \sin^2 \varepsilon, \quad 1+A\Gamma = (1+A) \cos 2\varepsilon. \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$

ゆえに,

$$\gamma = \bar{\alpha}_1 H + \varepsilon$$

とおけば, 特性方程式 (2.2) は次の如くなる.

$$\sin \gamma = 0 \quad (9.4)$$

または

$$\sin \bar{\beta}_1 H = 0. \quad (9.5)$$

(9.4) は (2.10) の第1式に他ならぬ. 先ず (9.4) の場合を考えると, (8.1) は次の如くなる.

$$[\phi_1]_{M=0} = -2\pi (\xi H)^{-1} (c/U-1) (\bar{\alpha}_1 / \xi)^{-2} \sin \bar{\alpha}_1 E \sin \bar{\alpha}_1 z, \quad (9.6)$$

$$\begin{aligned} [\phi_1]_{M=0} &= 4i\pi (\xi H)^{-1} (c/U-1) (\bar{\alpha}_1 / \xi)^{-1} (\bar{\beta}_1 / \xi)^{-1} \sin \bar{\alpha}_1 E \{ \cos l\pi \\ &\quad \cdot \sin \bar{\beta}_1 (H-z) - \cos \varepsilon \sin \bar{\beta}_1 z \} (\cos l\pi \sin \bar{\beta}_1 H)^{-1}. \end{aligned} \quad (9.7)$$

(9.6) は (1.1) と同じになつたのに反し, (9.7) は (9.1) の条件があるので  $c/v_{s1}$  に逆比例する. Poisson 比が 0.50 となり,  $v_{s1}$  が 0 であれば (9.7) は 0 になる.

(9.5) は (2.10) の第 2 式である. 次に (9.5) の場合を考えると, (8.1) は次の如くなる.

$$[\phi_1]_{M=0} = -4\pi(\xi H)^{-1}(\bar{\beta}_1/\xi)^{-2}\{\cos 2\varepsilon \cos \bar{\alpha}_1(E-z) + (\cot \gamma - 1) \sin^2 \varepsilon \sin \bar{\alpha}_1(E+z)\} \approx 0, \quad (9.8)$$

$$[\phi_1]_{M=0} = 4i\pi(\xi H)^{-1}(\bar{\beta}_1/\xi)^{-1}\{\cos m\pi \sin(\gamma - \bar{\alpha}_1 E) - \cos \varepsilon \sin \bar{\alpha}_1 E\}(\cos m\pi \sin \gamma)^{-1} \sin \bar{\beta}_{1z} \approx 0. \quad (9.9)$$

(9.8) も (9.9) も (9.1) の条件によつて 0 となる. しかし (9.8) の方が (9.9) よりも 0 になり方が速い.

以上の考察から判るごとく,

$$\left. \begin{array}{l} [\phi_1]_{M=0} > [\phi_1]_{M=0} \quad \text{for (9.4),} \\ [\phi_1]_{M=0} < [\phi_1]_{M=0} \quad \text{for (9.5).} \end{array} \right\} \quad (9.10)$$

Fig. 8 の位相速度を見ると, (9.1) と (9.5) の条件を兼ね備えたところでは

$$d(c/v_{p1})/d(Tv_{p1}/H) = \infty \quad (9.11)$$

である. この場合には群速度  $U$  は 0 となるので, 一見 (8.1) の振幅が無限大になりそうである. 実は (9.8) および (9.9) の如く逆に 0 となるので, この点を調べ直してみる.

いまとは逆に先ず (9.5) から出発し, これと

$$U = c - \lambda(dc/d\lambda) \quad (9.12)$$

とを組合せると次の関係が得られる,

$$(c/v_{s1})(U/v_{s1}) = 1. \quad (9.13)$$

この関係は実は必ずしも (9.5) が満される必要はなく  $\bar{\beta}_1 H$  が  $\xi$  に independent でありさえすればよい. とにかく, (9.13) から次の関係が判る.

$$(c/U) - 1 = (c/v_{s1})^2 - 1 = (\bar{\beta}_1/\xi)^2. \quad (9.14)$$

ゆえに  $(c/U - 1)$  は  $c/v_{s1}$  が無限大にならぬ限り, 厳密には無限大にならぬ. しからば  $U=0$  は如何なる条件から得られるかを (9.5) について調べると, (9.5) の漸近線

$$c/v_{s1} = (m/2)(\lambda/H) \quad (9.14)$$

と分散曲線とが一致する極限に相当している. 従つて, 厳密には  $c/v_{s1} = \infty$  で始めて  $U=0$  となり, 同時に (9.11) が成立するのである.

さて,

$$c/v_{p1} = 1$$

の場合も, 一見 (8.1) の振幅が無限大になりそうである. しかるにこの場合は第 3 節 (ii) から



$$\sin \varepsilon = \sin \varepsilon' = \{(\rho_2 \bar{\alpha}_1) / (\rho_1 \hat{\alpha}_2)\} \{(\bar{\beta}_1 / \xi)^2 - 1\}^{-2},$$

$$\cos \varepsilon = \cos \varepsilon' = 1.$$

ゆえに

$$1 - A^2 = 1 + A\Gamma = 1 - \Gamma^2 = 16(\bar{\alpha}_1 / \xi)(\bar{\beta}_1 / \xi) \{(\bar{\beta}_1 / \xi)^2 - 1\}^{-2}.$$

ゆえに特性方程式は次の如くなる.

$$\left[ \sin \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \left\{ 8 \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \tan \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} + \xi H \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right) + \frac{\rho_2 \xi}{\rho_1 \hat{\alpha}_2} \right\} \right]_{\alpha_1=0} = 0. \quad (9.15)$$

$m$  が偶数であれば, Fig. 8 および Fig. 9 でも見られる如く, (5.2) は明らかに (9.15) を満足させる. 他の根の系列は Fig. 10 の白丸の如くなる. この図を見ると,  $v_{p1}/v_{s1}$  が大きくて破線で描いた直線の傾斜が大きいと, 高次の根は  $m$  が奇数の場合の (5.2) と殆んど一致することが判る.



Fig. 10. Graphical solution of (9.15). Full lines indicate  $8(\bar{\beta}_1/\xi) \tan(\bar{\beta}_1 H/2)$  and a broken line does  $\xi H(\bar{\beta}_1^2/\xi^2 - 1)^2 + (\rho_2 \xi)/(\rho_1 \hat{\alpha}_2)$ .

振幅に関しては, 近似を使つて

$$(M_{\xi H})^{-1} = \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left( 2 \frac{\bar{\alpha}_1}{\xi} \right)^{-1} \left[ \left\{ 1 + 8 \left( \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \right)^2 \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \right\} \sin \bar{\beta}_1 H \right. \\ \left. + \left\{ \bar{\beta}_1 H + \frac{\rho_2 \bar{\beta}_1}{\rho_1 \hat{\alpha}_2} \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \right\} \cos \bar{\beta}_1 H \right]^{-1}$$

と書けるが,  $\xi H$  は (9.15) によつて与えられているので, 結局次の如くなる.

$$(M_{\xi H})^{-1} = \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left[ 2 \frac{\bar{\alpha}_1}{\xi} \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \left\{ \xi H + \frac{\rho_2 \xi}{\rho_1 \hat{\alpha}_2} \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \right\} \right]^{-1} \quad \text{for } \sin \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} = 0,$$

$$(M_{\xi H})^{-1} = \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left[ 4 \frac{\bar{\alpha}_1}{\xi} \tan \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \left\{ \cos^2 \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} + 4 \left( \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \right)^2 \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \right\} \right]^{-1}$$

for  $\sin \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \neq 0$ .

これに対応して、(8・1) は次の如くなる、

$\sin(\bar{\beta}_1 H/2) = 0$  の時は

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\alpha_1 \rightarrow 0} [\phi_1]_{M=0} &= 0, \\ \lim_{\alpha_1 \rightarrow 0} [\phi_1]_{M=0} &= i\pi \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left( \frac{4}{\xi H} \right) \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-1} \sin \bar{\beta}_1 z. \end{aligned} \right\} \quad (9 \cdot 16)$$

$\sin(\bar{\beta}_1 H/2) \neq 0$  の時は

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\alpha_1 \rightarrow 0} [\phi_1]_{M=0} &= -\pi \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left( \frac{\xi E z}{H} \right) \left\{ 1 + 4 \left( \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \right)^2 \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \sec^2 \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \right\}^{-1}, \\ \lim_{\alpha_1 \rightarrow 0} [\phi_1]_{M=0} &= i\pi \left( \frac{c}{U} - 1 \right) \left( \frac{4}{\xi H} \right) \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-1} \left\{ \xi E \cos \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} + 4 \left( \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \right)^2 \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \sin \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \right\} \\ &\quad \cdot \left\{ \cos^2 \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} + 4 \left( \frac{\bar{\beta}_1}{\xi} \right)^2 \left( \frac{\bar{\beta}_1^2}{\xi^2} - 1 \right)^{-2} \right\}^{-1} \cos \left( \bar{\beta}_1 z - \frac{\bar{\beta}_1 H}{2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (9 \cdot 17)$$

Fig. 10 の説明を行なつた際に指適した如く、(9・15) が  $\cos(\bar{\beta}_1 H/2) = 0$  で近似される場合は、(9・17) では  $\sin(\bar{\beta}_1 H/2) \neq 0$  であるにもかかわらず (9・17) と (9・16) とは同じになる。

いままでの考察によつて、displacement potential の振幅は分散曲線のいかなる部分に対しても無限大にならぬことが判つた。ただし (8・1) の中で  $(\bar{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1}$  だけを取り出すと、これは (9・11) および  $\alpha_1 = 0$  の条件によつてそれぞれ無限大になる。いずれの条件に対しても、㉔ あるいは ㉑ と  $(\bar{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1}$  を合せ考えた上で始めて振幅が無限大になるのを防いでいるのである。いい換えれば ㉔ も ㉑ も激しい振幅特性を有していて、単に  $(\bar{\alpha}_1 H M_{\xi H})^{-1}$  だけでは振幅特性を表わし得ない。

## 10. 変位振幅と周期との関係

変位の  $x$  および  $z$  成分はそれぞれ次式で表わされる。

$$u_1 = \partial \phi_1 / \partial x + \partial \psi_1 / \partial z, \quad w_1 = \partial \phi_1 / \partial z - \partial \psi_1 / \partial x. \quad (10 \cdot 1)$$

ただし、この節では変位も displacement potential も表面波に対するもののみを扱うので、 $[\ ]_{M=0}$  の記号を省略することにする。

Poisson 比が 0.50 になつた極限では、(9・8) および (9・9) から得られる変位の各成分は

次の如くなる,

$$\left. \begin{aligned} \partial\phi_1/\partial x = \partial\phi_1/\partial z = \partial\phi_1/\partial x = 0, \\ \partial\phi_1/\partial z = 4i\pi H^{-1} \{ \cos m\pi \sin(\gamma - \bar{\alpha}_1 E) - \cos \varepsilon \sin \bar{\alpha}_1 E \} \\ \cdot (\cos m\pi \sin \gamma)^{-1} \cos \bar{\beta}_1 z. \end{aligned} \right\} \quad (10.2)$$

これは分散曲線の (9.11) に対応する部分で, Poisson 比が 0.50 であるにもかかわらず変位の水平成分が一般には 0 にならぬことを意味している. このことは以前に挙げた予想とはずれ, 物理的考察と矛盾しているように見える. しかし, (10.2) の成立の蔭には  $U=0$  の条件が入っている. 観測上の見地よりすれば, この条件のついた波は観測されぬので重要ではない.

さて, 第 8 節に示した ㉔ および ㉕ は  $\omega$  の函数であると同時に  $E$  および  $z$  の複雑な函数である. ゆえに特定の  $E$  および  $z$  に対する周期特性を求めても, それが直ちに一般的傾向を示すとは限らぬ. ここでは, 多くの観測状態を考慮して, 次の場合の各変位成分の数値計算を行なった.

$$E/H = 1, \quad z/H = 0. \quad (10.3)$$

計算結果は Fig. 11 および Fig. 12 に太線で示したとおりである. Poisson 比が 0.25 か

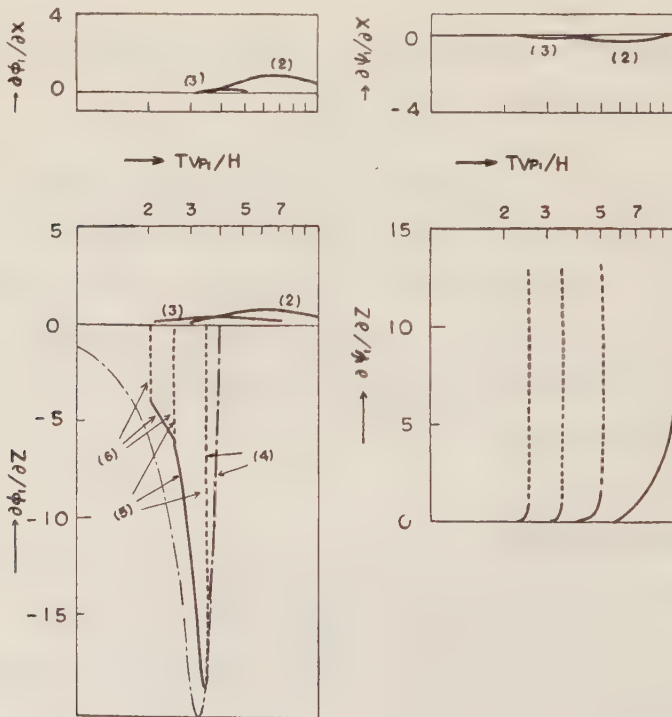


Fig. 11. Relation between periods and displacements for  $\sigma_1=0.48$  when  $E/H=1$  and  $z/H=0$ .

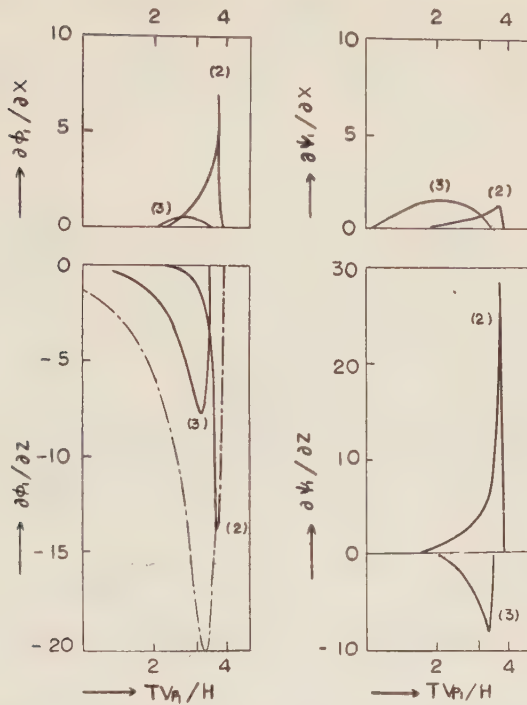


Fig. 12. Relation between periods and displacements for  $\sigma_1=0.25$  when  $E/H=1$  and  $z/H=0$ .

ら 0.48 になると,  $\partial\phi_1/\partial z$  は鎖線で示した liquid-liquid 波の特性に近いものを次第に形成してゆく,  $\partial\phi_1/\partial x$  および  $\partial\psi_1/\partial x$  は小さい. これに反し,  $\partial\psi_1/\partial z$  は Poisson 比が 0.50 に近づくとつれて小さくはなるが 0 にはならぬ.  $\partial\psi_1/\partial z$  のこの性質は (10.2) について考察しておいたことである.

ここで注意すべきは, Fig. 11 および Fig. 12 に示した振幅-周期特性は, 震源から発射された

$$e^{i(\omega t - kx) \pm i\sigma_1(E-z)}$$

なる displacement potential の振幅を単位にとつている点である. この displacement potential 自身の振幅は周期によらぬことを仮定しているが, もしもこれに周期特性を持たせれば, 勿論 Fig. 11 および Fig. 12 は幾分変らざるをえない. しかし震源から発射される波自身の振幅特性に極大極小がない限り, Fig. 11 および Fig. 12 の極大, 極小に対する周期は震源から発射される波自身の振幅特性にはよらぬ.

ゆえに Fig. 11 および Fig. 12 で, 振幅が極大になる周期のみに着目すると, これは Fig. 8 および Fig. 9 に示した極小群速度に対する周期と大体一致している. このような見



地に立てば、少くとも上下変位特性は大局的には第8節に導入した  $(c/U-1)$  なる係数によつ

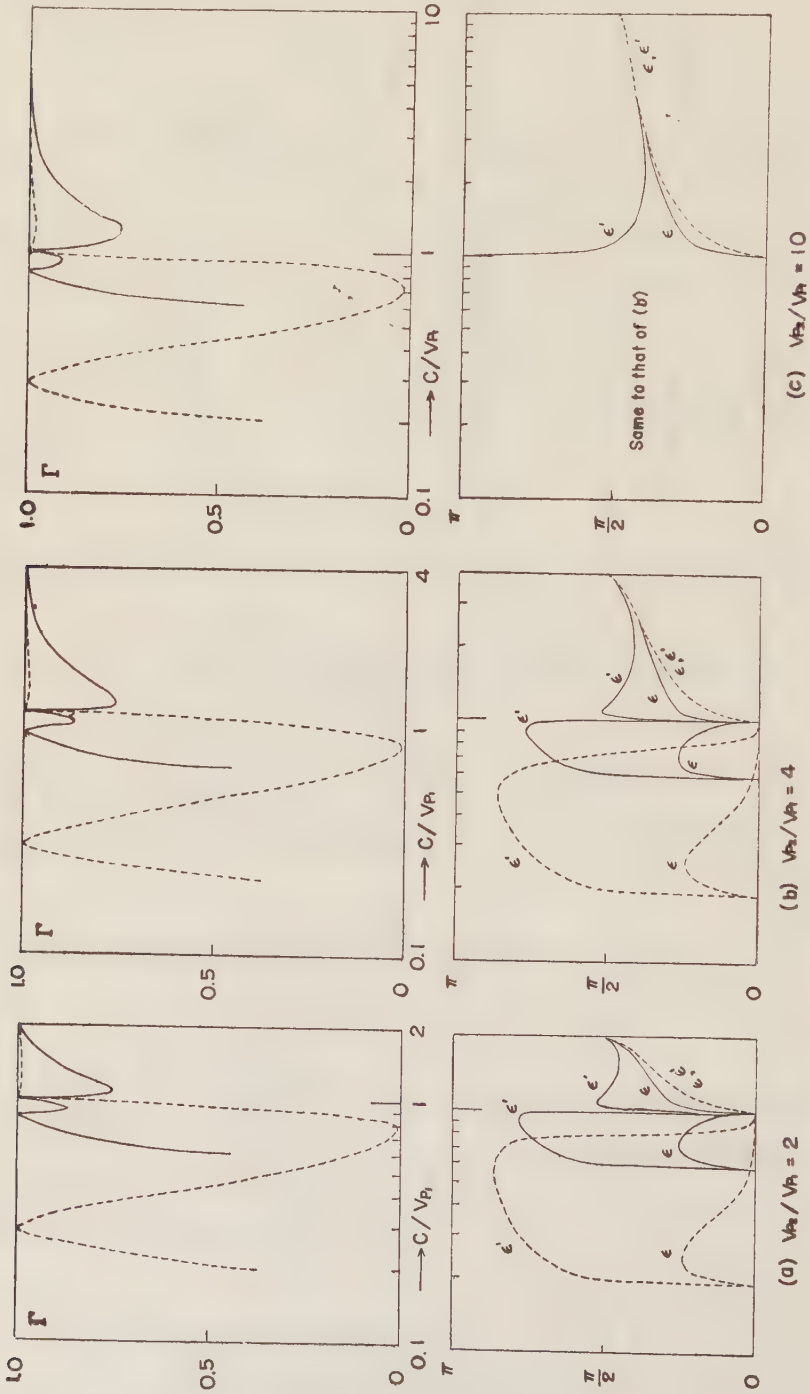


Fig. 13. Graphs for  $\Gamma$ ,  $\epsilon$  and  $\epsilon'$ . Full and dotted lines correspond respectively to  $\sigma_1=0.25$  and 0.48.

て代表されるものと見られる。

上下動変位振幅が極大になる周期は  $2 \sim 4$  であつて、 $v_{p2}/v_{p1}=10$  といった極端な数値を用いたにもかかわらず  $4$  にはならぬ。下層が liquid であることが原因であると思われる。

## 11. 補 遺

分散曲線も振幅特性も反射係数が基本になつている。前節までの数値計算に使つた  $\Gamma$ ,  $\varepsilon$  および  $\varepsilon'$  の数値を Fig. 13 に示しておく。

## 参 照 文 献

- 田治米鏡二・浜田和郎 1961: 固体-流体波から流体-流体波への移り変り, 地震 **14**, 63—76.  
 TAZIME, K. 1961: Ray-theoretical Construction of Dispersive RAYLEIGH Waves, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. Geophys. **1**, 81—89.

# 綜 合 報 告

## 地 震 の 発 生

北海道大学理学部 松 沢 武 雄

(昭和 36 年 10 月 30 日受理)

### Generation Mechanism of Earthquakes

Takeo MATSUZAWA

Faculty of Science, Hokkaido University

(Received October 30, 1961)

#### § 序

固体地盤のあらゆる機械的振動は、地震であるといえる。それが何んで起されるかは問はないし、またわからないばかりも多い。

ここに言う地震は、もう少し限られた意味のものである。すなわち、固体地球の一部がかなり急速に(長くとも数秒位の間に)、機械的振動を始める現象である。

さらに人工的撃力によることのたしかなものや隕石の撃力によることのたしかなものは、除くことにする。

残るところは、天然地震であるが、エネルギー論的に見れば、ある種の潜勢力が急速に運動勢力にかわる現象である。

そのかわるカラクリないしは、潜勢力の由つてくるところを解明するのが、地震発生論(俗に地震原因論という)のおもな仕事である。

地震予知に問題をしばつて考えるならば、大きい地震程関心の度が大きいことは勿論である。

地震の発生について、統計的には、地理的分布ないし時間的分布の形式について、すでにある程度の知識をもっている。さらに他現象との相関についても、統計的知識がある。

ただし、それら統計的関係の示す確率は、あまり高いものではないので、実用的には勿論、学問的にも甚だ不充分なものである。

このような状態は、地震発生の物理学が進まない間は、いつまでも続くものと思われる。日月食を例にとれば、ニュートン力学以前にも、すでに統計的にサロスの周期の発見はあつたけれども、これでは分秒はおろか、月日の予想も困難であつたろう。

さて、地震発生の物理学がよくわかつて、それにあずかる諸現象のあらわれる順序、大きさ等がわかつたとしても、数年ないしは数十年前から、某地震発生の場所、時刻、大きさ等をかなり正確に計算して出すことは、ずいぶんむずかしいと思われる。それは、観測精度には限度があることと、細部におよぶ計算の数学的困難とからである。現在の天気予報を見れば、思い半ばに過ぎるものがある。

言いかえれば、それら諸現象の進行をたえず測定して、常に計算に修正を施さねばなるまい。かくて、地震学がいかに進歩しようとも、地震発生のあらかざり、地震屋の仕事の無くなることはあるまい。

#### 地震発生の物理学

地震発生の物理学は、結局、観測にかかる諸現象と、地震発生とを結ぶ法則を見出すことである。それに到達する手段として、ある過程を推測することは、しばしば甚だ有効である。特にその推測過程が事実であれば、これにこしたことはない。

このような過程を推測することを理論という。理

論は、すでに知られた重要な事実をよく説明できるものでなくては行けない。さらにその理論によつて、まだ観測なり実験なりを逃れていた事柄が導き出されるならば、ここにその理論の御利益があらわれる。すでに確立された理論から、いろいろな事柄を計算し出す手続きを理論ということも多い。

現在おもに考えられている地震発生理論は、大体次のふたつにしばることができる。

そのひとつは、マグマ論的のもので、近接作用論にぞくするものであり、他のひとつは弾性的はねかえり論 (Elastic rebound theory) 的のもので、遠方作用論にぞくするものである。

いずれにせよ、地震発生の直前には、震源近辺にあつたひずみエネルギーが、急に運動エネルギーにかわると考えることでは、ほとんどかわるところがない。そのひずみエネルギーがどのようにして発生するかという過程の想定にちがひがある。その相違によつて、ひずみエネルギーの発生ないしは消滅の種々相にちがひがある筈になるので、観測事実にてらして吟味しなければならない。

### 重要な観測事実

地震特に大地震の発生にともなう現象のうち、重要と思われるものをあげよう。

1. 地震帯ないしは地震区域の存在。
2. 余震の場所的および時間的分布。
3. 同一地震区域から大地震がくりかえし発生すること。

### 4. 地盤変動の諸型式

地震前変位、地震後変位、上下変位、水平変位、混合変位。

### 5. 初動の分配。

第3項については、少しく補足しておこう。かつて大森房吉は大地震は同一場所から再び起ることはないと考えた。これに対しては、現在でもある程度の信奉者が居るように見える。震源を文字通り一点とみなす立場に立てば、何とも言えないが、観測誤差の許す範囲内で、同一点から起つたと見なし得る地震は沢山ある。例えば吉山良一によれば、1946年12月21日の南海道大地震 ( $M=7.5$ ) と1948年4月18日の余震 ( $M=6.0$ ) とは同一地点を震源とする。小地震では、Richter によれば、1952年の Kern County 地震の余震のうちには、全く同一点から起つたと見るより他はないものが数回ある。

さらに1960年5月のChileの大地震では、巨大地震が引き続いて起つて居るが、そのうちには、同一震源のものがかなりある。B. S. S. A. 60 (1960) No. 4 に出て居るものを、次表に示す。

日附を太字にしたものは同一震源を与えられているものである。南米にはよい観測点が少ないので、震央位置の絶対値は、あまりくわしくは出ない筈であるが、相対位置はかなりくわしくきまる。同一震源であれば、ふたつの地震の発震時間隔は、世界中の観測点で等しい筈になるからである。

日	附	発震時 (G C T)	震	央	規	模
5月	21日	10 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 50 <sup>s</sup>	37½°S,	73½°W	7¼~7½	(BERK)
	<b>22日</b>	10 30 39	38 °S,	73½°W	6½ (PAS), 6¼	(BERK)
	22日	10 32 43	37½°S,	73 °W	7¼~7½	(PAS), 7 (BERK)
	<b>22日</b>	18 55 57	38 °S,	73½°W	7¾	(BERK)
	<b>22日</b>	19 10 57	38 °S,	73½°W	7½~7¾	(BERK)
	<b>22日</b>	19 11 20	38 °S,	73½°W	8¼~8½	(PAS), 8½ (BERK)
	25日	08 34 33	45 °S,	76 °W	6¾ (PAS), 6¼~6½	(BERK)
	29日	07 39 29	38 °S,	72½°W	6½ (PAS), 6¼	(BERK)
	31日	02 40 00	39½°S,	75 °W	6	(BERK)
6月	2日	05 58 03	46½°S,	74 °W	6¾	(PAS)
	6日	05 55 44	45½°S,	73½°W	6¾ (PAS), 6¾~7	(BERK)
	<b>20日</b>	02 01 08	38 °S,	73½°W	7 (PAS), 7½	(BERK)
	20日	12 59 40	39½°S,	73 °W	6¾ (PAS), 7	(BERK)



点震源の立場を去つて、ひずみエネルギーの場に着目する時には、その同一または共通部分を持つと考えられる巨大地震が、くりかえし起つて居ることは、疑がない。

大森は大地震予報の手段として、某地震帯に着目し、その中で未だ大地震の起らなかつたところから起つてくるものとした。この時には、点震源よりは、むしろ地震の場に近い思想をとつて居たと見られるが、さて大地震が一巡を終つた後にどうなるかについては、何も言つて居ない。

地震の場の立場から見れば、宝永4年の南海道大地震、安政元年南海道大地震、昭和21年南海道大地震等は、ほぼ同じ震源域のものと見なされる。

### 震 源 私 見

地震発生前後の震源周辺の力学的状態というならば、ひずみエネルギーという潜エネルギーが、振動という運動エネルギーにかかわること、また時に断層という不連続面を作ること、あるいは地盤の昇降という機械的エネルギーのあらわれることである。

この過程がほぼ同一区域で、くりかえし行われるのであるから、ここに熱機関としての地震機械を考えることができる。低熱源は地表より外部であり、高熱源は地球内部である。

地震機械が成立つためには、地殻ないしはマントル上層に特別なことがなくてはならない。大陸と大洋との境の地方は、そのひとつと考えられる。

この機械は熱エネルギーがたまつて、ひずみエネルギーを生じ、それが地震動すなわち運動エネルギーとなり、また一部は地盤昇降のエネルギーとなるサイクルをくりかえすものである。後者は、特に震央が海中にあるものでは、正確な見積りは困難であるが、概して言えば、波動エネルギーよりも大きいと思われる。

さてこのようなサイクルにあずかる諸量を吟味してみる時、結局ある区域の固相と液相の変化のサイクルを想定せざるを得ない。これを述べるとたいへん長くなるが、例えば、固相だけの膨張収縮にたよるとすると、かなりの温度変化を必要とするし、さらに巨大地震の続発はおろか、100年内外に本震のくりかえすことも困難である。■

上述のような変化の起り得る区域としては、第1

は、周辺よりも少しく融解点の低い区域があればよい。第2は、周辺よりも熱伝導のよいところ、あるいは熱の供給の大きいところが、下方から、ある深さのところまできていればよい。その上部は周辺よりも高温になり得る。第3は、周辺よりも熱伝導の悪いところが上にかぶさつていればよい。その底部は周辺よりも高温になり得る。

以上のからくりによつて、地震機械の熱の収支を計算すると、単に伝導だけでは、まかないきれないことになる。すなわち、マントル上層ないしは、地殻内の対流を必要とする。この対流の形式は、必ずしも液相だけのものであることを必要としない。すなわち二相對流でもよろしい。つまり液相のものが押しあげられてきて、固相の部分が沈降してもよい。

大地震の時に見られる巨大区域の隆起沈降の現象は、このような想定によつて明快に説明されるし、他の手段では、かなり技巧を要することになる。

機械的エネルギーにかつた残りの熱量は低熱源に逃げる必要があるが、これも二相對流的のものを考えないとやや困難である。ただし、重力に対する仕事の大きい場合、すなわち総隆起量が総沈降量よりも大きい場合には、この点はやや楽になる。

以上の地震機械に対して、断層論者は、次の二点で反対し、あるいは賛成をさしひかえるようにみえる。そのひとつは、押し引き分布の象限型、すなわち迂り断層型が多いということである。多いか少ないかという点は現在の観測段階では、必ずしも断定できまい。それは、資料の不十分からどちらとでもすることのできるばあいだが、かなりあるからである。

さらに、地下深いところの固体破壊は、結局迂り面の成生であろうから、それが一平面にそつて起るなら象限型になろうし、円錐面にそつて起るなら円錐型になろう。そのばあい、最大迂り張合いの方向は、大きさのちがう主な張合いの方向を2等分する方向に起るのであるから、断層論者の考えるように、迂らせるような力が、無限遠で（またはそれと同等に）働いているとする必要もない。言い換えれば、引張つてもよいし、押し付けてもよい。

第2の難点として、ほとんど横迂りだけの断層の説明困難をあげる。その例として、1906年の San

Andreas 断層をあげる。この断層は San Francisco の南方 San Juan Bautista の辺からはじまつて、北方へ 190 マイルつづき、Point Arena の辺で海にはり、その先は想像になる。さらに北方 Punta Gorda の辺から南方に短い断層があらわれたが、主なものの延長上にはのつていない。主なものも、海中に没したり陸にあらわれたりして居り、海の部分でかなりまげてつないでいるところもあるから、日本の断層感覚から言えば、雁行形になつていたのであろう。

Punta Gorda の西方の海中には、Gorda escarpment、さらにその西方には Mendocino escarpment と呼ばれる海底断層地形がある。これらは総じて Mendocino Fracture Zone と言われるもので、これを境として北方は、南方よりも、むしろ活発な地震区域とさえ見える。

これからみると、1906 年の San Andreas 断層は西方部分は北に働いて、北端はいわば自由な端となつて、つきあげに終つたものと想像される。日本で言えば、丹那断層の西方部分、郷村断層の西方部分などに比較されようか。

このようにみれば、この横江断層の説明も必ずしも困難ではなくなる。さらに、全断層系も、前述のように、恐らくは雁行断層の集合であろうから、それなら、なおさら困らない。

### Rebound theory 批判

この説は、特に外国の大多数の地震学者にとつては、信仰に近いもののように見受けられる。

この理論は遠方作用論であるが、その作用を仮定するだけで、その何であるかには、ふれないのを常とするから、この点は批評しない。

まずこの論では、上下断層の発生の説明はかなり困難である。この論旨から言えば、上下断層をさしはさんだ遠方の広大な部分が互いに床ちがいにならないと困る。

次に、本震の震源は、余震区域の縁にあるということ、日本だけでなく、外国の大地震のばあいにも、ほとんど例外なくたしかめられているが、この関係の説明も困難である。この論者は、断層の一端すなわち本震の震源から、一方向へ断層運動が進行したと説明するが、何故一方向へだけ進むかの説明

はない。

さらに、断層の一端すなわち動かない点が大地震の震源であるというのも不可解である。また大地震の震源は断層の下底にあると考えるようであるが、これも下底を不動のところとするこの論では、矛盾を感じる。

またすべての余震は、本震を生じた巨大断層の江り面上に起るものと考えているようであるが、これはうまくない。1952 年の Kern County の大地震以来少しく認識を新にしたようにも見えるが、

### 地震機械と予知の問題

上述地震機械を採るばあいにも、震前震後の地盤変形の種々相が予測されているから、この不断観測は必要である。

さらに、固相液相の変転があるとすれば、その見張りも必要になる。その変転区域の厚さは、大きくはないと考えられるから、地震波走時には、はつきり出ないかも知れないが、ここを通過し、あるいは、ここで反射する波動諸位相の振幅比には変化が予想される。これは、天然の小地震ないしは、大爆破地震動によつて、たしかめられよう。

熱過程の進行にとりなつて、その地震区域の Seismicity の消長も当然予想される。

その他地磁気の変化の認められるばあいもあり、重力の変化することもあり。

### 小地震の発生

巨大地震を計測的に小地震に比較する時に、振幅の大小、スペクトラムの複雑さの他には、弾性論的性質にはほとんどちがいはない。

このちがいは、恐らくは、破断面の大小、その集合のありさまなどのちがひによるものである。巨大地震では破断面は力の発生源から地表面まで達するものと考えられる。

これに対して、小地震では、地震の場の中の固体組織の異常のところに生ずる張合い、ないしは、ひずみの集中から起るものと思われる。かような組織異常は、大体不規則に分布しており、地震発生の順序も不規則に見える。

余震発生の減衰や、地震群の消長などは、大局的には、力の発生源の消長によるものと思われる。

したがって、個々の小地震の予知の如きは、ほとんど不可能であると思われる。地震群の消長ならこの限りではなからう。

## 文 献

上に述べるところに関連する文献を枚举しようとする、おびただしい数にのぼるので、比較的近年あらわれたもので、参照に便利と思われるものだけをあげる。

原因説に関するもの

- 1) 石本巳四雄：地震とその研究 (1935).  
地盤変形および Seismicity 関係.
- 2) B. Gutenberg and C.F. Richter: Seismicity of the Earth, (1945).
- 3) E.F. Savarensky i D.P. Kirnos: Elementy Seismologii i Seismometrii, (1955).
- 4) C.F. Richter: Elementary Seismology, (1958).
- 5) A.N. SSSR: Metody detal'no izucheniya Seismichnosti, (1960).
- 6) 気象庁：地震月報別冊 1, 日本附近の主要地震の表 (1926~1956), (1958).
- 7) 今村明恒：日本に於ける過去の地震活動に就て, 地震 8 (1936) No. 3.
- 8) 同上 (増訂) 地震 8 (1936) No. 4.

私見に関するもの.

- 9) Matuzawa Jubilee Committee: Selected Scientific Papers of Dr. Takeo Matuzawa, (1960).
- 10) 松沢武雄：地震学, (1950).

## 松沢先生の講演に対して

金井 清 地震の時に動いた断層の真上の建物が無被害であつた記録が沢山ある (私もアメリカで、いくつかの実情を見た)。この事実、どう説明されるか? Byerley は high freq の勢だろうといっていたが、どうも同意しかねる。

竹内 均 素人の発言をお許しください。サンフランシスコ地震より前にサン・アンドレアス断層がすでにあつたのでしょうか、あるいは地震の結果断層ができたのでしょうか。このへんの事情があまりはつきりしないように思います。

たとえば地震のようなストレス・リリースがあつてマグマだまりができるのか、あるいは固→液というような、いわばマグマだまりの発生のさいに地震がおこるのでしょうか。この原因、結果の関係もありはつきりしないように思います。あるいは両者は兄弟の関係にあるのかもしれませんが。もしそうであれば、地震学の基本問題と火山学のそれが同一のものになるわけです。

島津康男 地質学や火山学の対象になつているいわゆるマグマまたはマグマに代表される熱的な現

象の生成、消滅速度は元来相当おそいもので、いわば腰が重い。従つて松沢過程でいうように百年程度のスケールで、マグマができたり消えたりすることは熱的な面からみると考えにくい。だからこそ、マグマを生成するに足る熱流として非常に大きな対流速度が考えられているようだが、これもまたいろいろの面からみて考えられぬ大きさのようである。ゆえに地震の原因として、マグマ溜りの生成を考えるなら、これは地質学でいうマグマとは同じものでないかも知れない。

一方 Stress-Release によつてマグマが生成する可能性については、融点近くでの岩石の Strength からみて量的にみてはなほだ不充分である。

宮村摂三 飯田氏の発言にあつた、あさい地震とややふかい地震とで事情ちがうのではないかということは非常に重要とおもうが、その点について、さきほど問題になつた発振機巧についても、最近までに集積された世界的資料についてどのような結果がえられているか、地域的な特性などが存在しないか、などということについて専門家の御説明をえたい。

安芸敬一 松沢先生の提称された過程は、リバ

ウンド説の説明しにくいところをよく説明するし、地震発生に関連して大変重要だと思う。しかし、横たれのストライク・スリップ断層を説明するのは苦しいように見える。一方、最近の Scheidegger の統計によると、地震の約 8 割は横たれである。この点、松沢過程だけでは無理のように思う。

またリバウンド説では、余震の説明が難かしいといわれるが、ペニオフなどは、カムチャッカ、チリの大地震について、長さ千キロ以上の断層がおこり、弾性余効として余震がおこることを、岩石の実験などと比較して説明している。こういう断層の長さなども、その地震によつて励起された地球の自由振動などから一応実験的に確かめられている。また一点から初まつて断層が一方へ進んで行くことも、表面波の振巾などから実証されている例がある。

飯田汲事 1. 大地震に関する観測的事実から地震発生の原因を究め、地震予知の問題を考えるこ

とは地震学の究極の目的であると考えられるので、地震発生の震源の問題に関し、マグマの発達、消滅についてどのように考えられるか、安芸さん、島津さんからも意見を聞いて討論の資料としたいと考える。

2. 大地震は比較的地殻の浅いところで起るが、深いところで起る地震とその発生機巧が異なつていると考えられる。それは最近盛んに行なわれている岩石の物性の実験から考察してみた結果からである。

3. 地震断層は必ずしも地質学的の断層でなくてもよいのではないか、地質地図をみると非常に沢山の断層がある。たとえば紀州における地震活動を過去のものから調べ、その震央位置と地質学的断層との関係をみても、あまりはつきりした関係は見出されなかつた。断層の動きと地震との親子関係ははつきりわからないのではないか。



# 地殻変動の連続観測

京大・理・地球物理 西 村 英 一

(昭和 36 年 10 月 30 日受理)

## On the Continuous Observation of the Crustal Deformation

Eiichi NISHIMURA

(Geophysical Institute, Faculty of Science, Kyoto University)

(Received Oct. 30, 1961)

京都大学では地殻変動及び地球潮汐の研究を目的として、1935 年来傾斜計、伸縮計あるいは重力変化計、磁気偏角計などの各種の計器を用い、国内 40 数カ所において連続観測を行なつて来た。一部は特殊な目的をもつて短期間の観測を行なつた所もあるが、現在常設のものとして西日本各地に 20 カ所の観測所が活動中であり (Fig. 1, Table 1 参照)、その大部分は既に 10 年以上の資料が蓄積されている。中でも上賀茂地学観測所内の傾斜計は設置以来 24 年殆んど中断することなく観測を続けて来た。さて既に知られているように、この種の観測は気象諸要素による擾乱を避けるため地下数 10 米乃至数 100 米の坑道内で行なわれるのが常であるが、なおそれぞれの観測点で固有の変化があるのはその性質上止むを得ないところである。たとえば上賀茂観測所は地表下 9 米の浅所にあるため年変化量約  $2'' \sim 3''$  に達するが、永年変化量は極めて少なく地震に伴う変動と考えられるものを含めても 24 年の長期間に未だに  $10''$  達したことがない程である。これに対し今一つの特殊な例は地下 400 米に器械を設置している神岡観測所の場合である。ここではその深度のため年変化、日変化のようなものは全く認められないが、岩圧による坑道の変形のため固有な一方的傾動を続けていて、その量は年間数  $10''$  に達する。これは幾分特殊な例であつて地下 50~200 米の坑道たとえば槇峰観測所 (第 2 坑) では年間傾斜量は数秒程度で非常に安定している上に、年変化をはじめ気象要素による影響は全く見出せない。しかし常にこのように好適な坑が都合の良い場所に見

出せるとは限らないので、本来の目的であるところの地震に伴う地殻変動の微小量を見出すことがむずかしい場合がある。だが幸いなことにたとえば上賀茂観測所では年変化の様相は極めて規則正しく、また神岡観測所のように深い場所においては、一方的な変動量もそれぞれ固有の型に従っているため、これなどから異常量を抜き出すのは比較的容易である。したがつて、この種の観測では安定した坑道を選ぶことが大切な条件ではあるが、まず第一の問題は各観測所特有の変化を如何にして取除き地震に直接関係ある地殻変動を見出すかということである。これは観測の精度が増し設備が整えば整うほど一層精密な研究を要する課題であるが、結局は観測網の強化と長期に亘る精密な観測に待つ外ないのである。

さてこのような観測を始めて以来、我々は既に幾つかの破壊的大地震といわれるものを経験した。未だ観測点も少なく設備も不完全であつたとはいえ、何らかの前兆現象と考えられる異常変化を捕えることが出来た。すなわち鳥取地震 (1943 年 9 月 10 日)、東南海地震 (1944 年 12 月 7 日)、南紀地震 (1950 年 4 月 26 日) のそれぞれはば 10 時間前に、また南海道余震 (1948 年 4 月 18 日)、吉野地震 (1952 年 7 月 18 日) の数日前、また大聖寺沖地震 (1952 年 3 月 7 日) の数日前と数カ月前の異常変動を捕らえることが出来た。とくに吉野地震、大聖寺沖地震における由良、尾小屋の異常変化は顕著なもので、既に報告したものであるが参考までに Fig. 2 に示した。大聖寺沖地震では震央より



Fig. 1. Position of observation stations

40 km 離れた尾小屋観測所の傾斜計に 3 カ月前から、特に 8 日前から著しい変化が現われ地震直後に傾斜方向は震央とほぼ直角方向に転じている。吉野地震の際には由良、井手、逢坂山の各観測所の傾斜計、伸縮計が 10 数日前から異常を開始はじめたと考えられ特に震央から 50 km の由良では 3 日前に傾斜方向が逆転して震央方向に向いたことが認められた。

#### 大台ヶ原地震

以上は既に報告したものであるが、次に最近の一、二の大地震について述べてみたいと思う。吉野地震以後西日本特に観測網の密な近畿一帯には大規模な地震は起らなかったが 1960 年 12 月 26 日大

台ヶ原附近に深さ 60 km の地震が起つた。その規模は吉野地震に匹敵し、類似の型の地震であつたと想像される。この震央を半円形に取囲むようにして当時 100 km 以内の 9 カ所の観測所で傾斜計、伸縮計の観測が行なわれていた。これらの計器に現れた異常変化の開始時期は震央からの距離と方位により多少づれるようであるが大約三段階に分けて考えることができる (Fig. 3 参照)。第 1 期は地震発生の約半年前から最も距離の近く且つ震央の南西象限に位置する紀州と潮岬・由良の傾斜計がそれぞれ同年の 6 月乃至 8 月から平常の変化よりづれた行動を示しその値は数秒に達した。傾斜方向は必ずしも系統だったものではないが由良に設置された伸縮計のうち由良の傾斜異常方向とほぼ同方向の  $N 60^{\circ}W$ -

Table 1. List of Observation Station

観測所名	所 在 地	深さ(m)	観 測 器 械
1. 細 倉	宮城県栗原郡鶯沢町	230	T.H.-2, M.D.
2. 伊豆長岡	静岡県田方郡伊豆長岡町	25	T.H <sub>0</sub> -2, E.B.-2.
3. 神 岡	岐阜吉城郡神岡町	400	T.H.-2, G.I., M.D.
4. 尾 小 屋	石川県小松市尾小屋町	100	T.H.-2.
5. 志 摩	三重県志摩郡磯部町	10	T.H <sub>0</sub> -2, E.B.
6. 長 島	" 北牟婁郡長島町	80	T.H <sub>0</sub> -2, T.D.-2, T.W., E.B.
7. 紀 州	" 南牟婁郡紀和町	60	T.H.-2, E.O.-2.
8. 潮 岬	和歌山県西牟婁郡串本町	5	T.H.-2, G.I., M.D.
9. 由 良	" 日高郡由良町	30	T.H.-2, T.H <sub>0</sub> -2, E.B.-2, G.I., M.D.
10. 栖 原	" 有田郡湯浅町	60	T.H.-2, E.O.-3.
11. 大 浦	和歌山市西浜大浦町	10	T.H.-2, E.B.-2, M.D.
12. 秋 葉 山	" 関戸金山坪	15	T.H.-2, T.H <sub>0</sub> -2, E.B.-2.
13. 井 手	京都府綴喜郡井手町	30	T.H.-4, T.P.-2, E.A.-3, E.W.-2,
14. 逢 坂 山	滋賀県大津市片原町	150	T.H.2, T.W.-2, E.S.-2, E.H <sub>0</sub> -2,
15. 上賀茂 I	京都市北区上賀茂本山町	10	T.H.-2.
II	" "	9	T.H.-2, T.H <sub>0</sub> -2, E.B.,
16. 生 野	兵庫県朝来郡生野町	180	T.H.-4.
17. 鳥 取	鳥取市百谷	100	T.H <sub>0</sub> -2, E.B., G.I.
18. 阿 蘇	熊本県阿蘇郡長陽村	22	T.H.-2, M.D.
19. 横 峰	宮崎県東臼杵郡北方村	165	T.H.-2, G.I.-2, T.H.-2, M.D.-2.
20. 桜 島	鹿児島県鹿児島郡西桜島村	20	T.H.-2, E.S.-2, G.I.

## Tiltmeter

T.H. (horizontal pendulum of Zöllner suspension)  
 T.H<sub>D</sub> (horizontal pendulum of Zöllner suspension with damper)  
 T.W. (water-tube)  
 T.P. (photocell-type)  
 T.M. (mercury)  
 T.D. (double horizontal pendulum)

## Extensometer

E.T. (silica-tube)  
 E.S. (Sassa's-type)  
 E.A. (super-invarber)  
 F.B. (Benioff's-type)  
 E.M. (mercury-type)  
 E.R. (rod-type)  
 E.O. (wire und spring type)  
 E.P. (photocell-type)  
 E.I. (changing inductance-type)  
 E.H. (high magnification)  
 E.W. (wire resistance strain meter)  
 E.H<sub>p</sub>. (horizontal pendulum type)

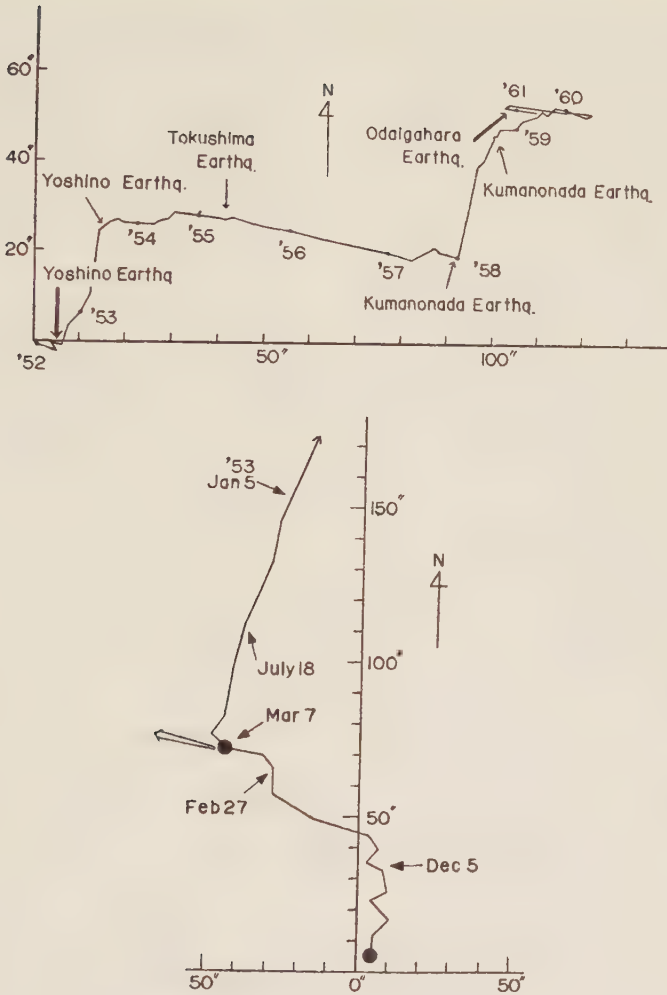


Fig. 2. Vector diagrams of secular change of ground-tilt observed at Yura (Upper) and Ogoya (Lower)

The double arrow in lower diagram shows the direction of epicenter of Daishoji-Oki Earthquake.

S 60°E の伸縮計が同期間に異常な伸を示している。この変化は 10 月末まで続き、これを境として傾斜方向は紀州ではほぼ直角に、由良では 180° 逆転して第 2 期に入る。第 2 期の著しい特徴は震央の西北の象限に位置する上賀茂、井手、秋葉山、大浦の傾斜変化がほとんど同一時期の 11 月 21, 22 日から震央を中心とする反時計回りの傾斜 Vector を画きはじめてのことである。井手、由良、秋葉山、大浦の各伸縮計もほぼ同時期の 11 月 10 ~ 20

日頃から伸びまたは縮みの異常を示している。続いて第 3 期に入る。これは 12 月 10 日から 20 日頃である。この期間に殆どどの観測所では傾斜方が逆転して数日後地震が発生している。地震直前の 25 日にはわずかな傾斜伸縮異常が見られる。紀州においてはこの異常は顕著であるが、この期間に非常に気圧傾度の激しい低気圧が通過しているため、各観測所におけるこの 1 日前の異常が、地震に直接関係のあるものか、気圧変化によるものか、あるい



は間接的にでも何らかの関係のあるものが現在の段階ではなお判別し難い。地震後上賀茂、秋葉山、大浦は1カ月以内に回復し、由良も回復の途上にあるが紀州、潮岬は3月現在では永久的変形と思われる部分を残しそうな傾向にある。なお11月22日及び25日頃近畿各地で30mm程度の降雨があつた。降雨による地表面の傾斜は常に同一傾向を示すが、短期日で回復するのが常である。上賀茂、由良などは降雨の直前から異常が始まり雨による傾斜の影響はその上に重なり数日にして回復している。また井手、秋葉山、大浦の如く明瞭に降雨の影響と判別出来ないところもあるが1乃至数カ月異常が続くということは、降雨による場合にはほとんどその例を

みない。それ故この異常変化が降雨による何らかの間接的な影響というおそれはないとは断定できないが先ずあらゆる点から検討して大台ヶ原地震に関連したものであると考えて差支えないと思う。

このように一つの地震に対して、その震央を取囲む多数の観測所で時期を同じくして異常変化を認めたことは今回がはじめてで、地震前後の地殻変動としてかなりの信頼性のあるものと考えられる。

### 日向灘地震

本年2月27日日向灘に最大震度Vの津波を伴う地震が発生した。日向灘に頻発する地震を目的として1942年以来、横峰鉱業所内に水平振子型傾斜計

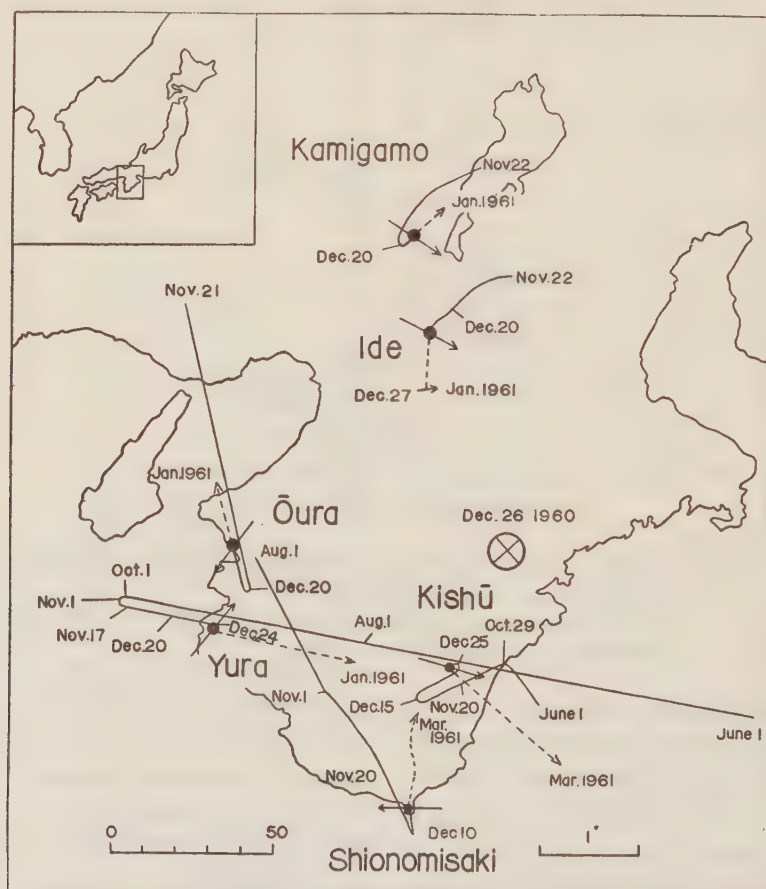


Fig. 3. Unusual tilting motions observed before and after (broken line) the occurrence of the Ōdaigahara Earthquake on Dec. 26, 1960. Small arrows show the usual tilting motions at the respective stations.

を設置して観測しているが坑は地表面下 165 m で極めて安定した絶好の坑である。平常の傾斜方向は南南東に月平均約  $0.35''$  である (Fig. 4 参照)。異常は 1 月 10 日すぎから起つているようにも考えられるが、明らかな異常は 2 月 15 日頃から震央と

逆方向の傾斜が始まり 23 日すなわち地震 4 日前から逆転して震央の方向に約  $0.1''$  傾き、地震後これとほぼ直角すなわち北北東に  $0.1''$  近く傾斜しその後回復することなく平常の変動状態に戻っている。

Fig. 4 上図は 1960 年以来的傾斜両成分の変化を示

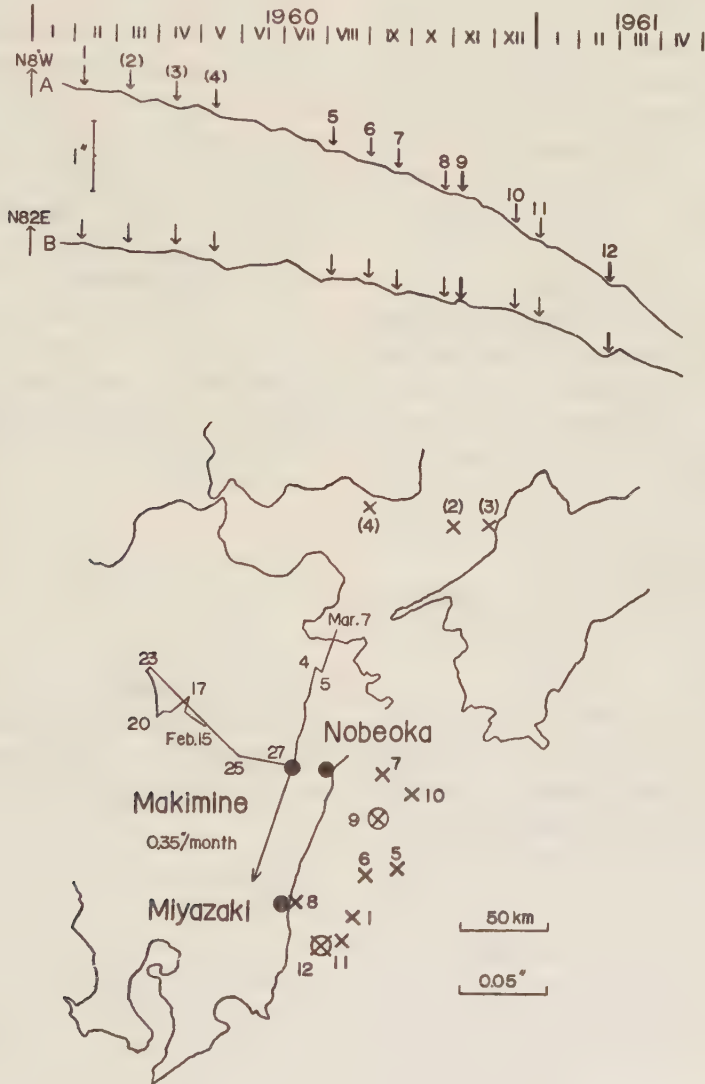


Fig. 4. Upper: Secular ground-tilting observed at Makimine and arrows show the time of occurrence of Earthquakes originated in the Hyūganada

Lower: Peculiar tilting motion of ground observed at Makimine before and after the occurrence of the Hyūganada Earthquake on Feb. 27, 1961 and epicenters of Earthquakes in upper diagram.

したものであり矢印は日向灘に発生した有感地震を示している。これを見るとどの地震に於いても地震の直前、直後に何らかの異常のあることが認められる。特に昨年 11 月 7 日の地震は最大震度Ⅳで距離も近いので、今回の日向灘地震と同様の傾向があることは極めて明瞭である。

このように大台ヶ原地震においては震源を取囲む数カ所の観測所ではほぼ同時期に同様の異常変化が現われた。また日向灘地震では観測所が 1 カ所しかないのでこのような共通性は認めることが出来ないが、日向灘に発生する地震にはほとんどこれと同様の異常変化があるように思われる。このように、今回の 2 つの地震に関しての地殻変動の観測は信頼してよいものと考えられる。

しかしなお降雨気圧などの気象要素、あるいは坑道の変形の影響に左右される事実は否めない。この異常変化と地震発生との関係は今後の観測網の拡張と整備を待つて確められねばならない。しかし中規模以上の地震が度々観測所の近くに起るとは限らないので資料の集積にはなお多くの歳月を要するものと考えられる。

#### 和歌山地方微小地震

微小地震の際にも大地震と同様に小規模ながら地

殻変動を伴うことは充分根拠のある推論である。そこで小地震に伴う微小変動が観測し得るや否やを確かめるため、1960年 3 月以来微小地震の頻発する和歌山地方、特に和歌山市内の大浦、秋葉山 2 カ所において傾斜計、伸縮計、変磁束型地震計を用いて観測を行なっている。対象が微小変動であるから、器械も極めて高感度にして使用しているが、その結果気圧、温度、日射などによる地面の傾斜、伸縮がきわめて明瞭にとらえられるので、この相関関係を定量化することがまず第一の問題となつた。未だ時日も浅いので確定的なことは判らないが、これらの影響を除去すると震度Ⅱの地震では、発生数時間前より傾斜量  $0.01''$  伸縮量  $10^{-8}$  程度の地殻異常変動を伴うらしいことがわかつた。

以上地殻変動の連続観測について最近の成果を述べてきたが、その確実性を立証するにはなお多くの年数を必要とする。しかし地震のたびに次ぎ次ぎに新しい資料を得ているので、やがて近い将来この面から地震に伴う地殻変動の機構を解明できるものと考えられる。

#### 西村先生の講演に対して

**飯田汲事** 昨年のイズベスチャー誌にも掲載されていたが、ソ連では土地が静穏なためか比較的多くの地震に対して、地震前の傾斜が著しく変化したことが報告されている。S 形の変化といつており、

$M$  が 5 以上で 800 km の距りにあつた地震にも変化がでたが、多くは 100 km 以内のもので、3 ~ 4 日前に傾斜変化がみられたのが 30 個の地震のうち 70%、5 ~ 7 日前のものが 23% とかになつている。

寄 書

湿った粒状媒質中の縦波  
の速度について (Ⅲ)

東京大学地震研究所

桃 井 高 夫

(昭和 36 年 8 月 20 日受理)

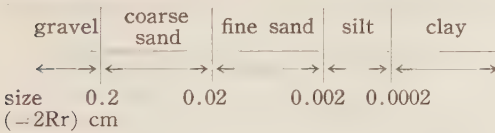
On the Longitudinal Wave Velocity  
in the Moist Granular Media (III)

Takao MOMOI

Eathquake Research Institute of  
Tokyo University

(Received Aug. 20 1961)

著者は前報告 (1961, a, b) で湿った粒状媒質中  
での縦波の速度の理論式と, 砂粒に対するその簡単  
な数値とを出した。ここで, 著者はさらに次のよう  
な土壌分類に関する Atterberg system を用いて,  
縦波の速度を算出して見た。



その他に用いられる数値は前報告と同じである。  
即ち,

$$\left. \begin{aligned} \rho_p &\simeq 3, \sigma_0 \simeq 0.26, E \simeq 6 \times 10^{11} \\ \rho_w &\simeq 1, z \simeq 8, \sigma \simeq 70 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで, 次のように定義する。

Surface-tension wave: 粒子が全く圧縮されて  
いない状態 ( $s=1$  の状態) での粒状媒質中を伝わる  
波。

Solid wave: 乾いた粒状媒質中を伝わる波。

Solid and surface-tension wave: 湿った粒状  
媒質中の波の速度で, 前二者はこの波の特別な場合  
である。

簡単のために, 上から STW, SW, SSTW と書  
く。

まず, STW の速度の大きさを評価するために,  
前報告 (1961, b) の理論式 (1) に於て,  $s=1$  と

おけば

$$v_p^2 \simeq \frac{4\sigma}{3} \cdot \frac{1}{R_r} \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{1}{6} \pi \left( 1 - \frac{M_p}{100} \right) \right\}^{-1/3} \\ \frac{1}{6} \rho_p \pi + \rho_w \cdot \frac{M_p}{100} \left( 1 - \frac{1}{6} \pi \right)$$

を得る。  $M_p$ ,  $R_r$  の値に対する STW の速度の値  
は Table 1 に与えられている。この Table から  
STW の速度はすべての大きさの粒子の土壌に対し  
て, 40 m/s を超えないが, clay に対して, STW  
は 30 m/s 位の値をもつ。土壌の粒子の大きさが小  
さくなればなる程, また含水率が大きければ大きい  
程, STW の速度は大きくなる。

Table 1. The values of surface-tension  
wave velocity. (unit: cm/s)

$R_r(\text{cm})$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
$M_p(\%)$					
20	34	77	246	783	2380
50	25	80	256	811	2500
80	28	88	280	888	2800
90	31	99	318	1007	3100

次に, ここで修正された (modified) compaction  
parameter  $s_m$  を次の如く導入する。即ち

$$s_m = s - 1$$

この  $s_m$  を用いると, SW の速度は

$$v_p^2 \simeq \frac{z}{4\rho_p \pi D} (s_m + 1)^{-5/2} \cdot s_m^{1/2}$$

となり,  $s_m$  に対する SW の速度の値は Table 2  
に与えられている。また, Table 3 は含水率 50%

Table 2. The values of solid wave  
velocity (unit: km/s)

$s_m$	$v_p$	$s_m$	$v_p$	$s_m$	$v_p$
0.2	1.6096	$10^{-5}$	0.1700	$10^{-10}$	0.00956
$10^{-1}$	1.5089	$10^{-6}$	0.0956	$10^{-11}$	0.00538
$10^{-2}$	0.9442	$10^{-7}$	0.0538	$10^{-12}$	0.00302
$10^{-3}$	0.5368	$10^{-8}$	0.0302	$10^{-13}$	0.00170
$10^{-4}$	0.3013	$10^{-9}$	0.0170	$10^{-14}$	0.00096

の時,  $s_m$ ,  $R_r$  に対する SSTW の速度を与えてい  
る。そして, Table 4 は Table 2 と 3 から算出  
された縦波速度の減少率で次のように定義された式  
から計算されている。



Table 3. The values of solid and surface-tension wave velocity at  $M_p=50\%$  (unit: km/s)

$R_r(\text{cm})$ $s_m$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
0.2	1.5388	1.5388	1.5388	1.5389	1.5389
$10^{-1}$	1.4039	1.4039	1.4039	1.4040	1.4043
$10^{-2}$	0.8511	0.8511	0.8512	0.8513	0.8515
$10^{-3}$	0.4823	0.4824	0.4825	0.4826	0.4827
$10^{-4}$	0.2715	0.2715	0.2716	0.2717	0.2721

減少率 =  $\frac{(\text{SWの速度}) - (\text{SSTWの速度})}{(\text{SWの速度})} \times 100$

これら3つの Table から次のようなことが知られる。即ち、SW 速度は SSTW 速度より、 $s_m \leq 10^{-4}$  の範囲で、10% だけ大きい。また、著者は計算を進めないけれども、Table 1 と 4 から、SW 速度と SSTW 速度との間の差は compaction parameter が減少するにつれてますます大きくなることが予想される。

Table 4. The rate of decrease of longitudinal velocity in the moist granular media.

$R_r(\text{cm})$ $s_m$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
0.2	4	4	4	4	4
$10^{-1}$	7	7	7	7	7
$10^{-2}$	10	10	10	10	10
$10^{-3}$	10	10	10	10	10
$10^{-4}$	10	10	10	10	10

さて前報告 (1961, a, b) および現報告のこれまでに行われてきた議論は粒子は互に滑らないと仮定して来た。併し、湿った粒状媒質中では含水は粒子間の滑剤として働くことが期待される。また、粒状媒質が水を含むことによつておこされる、媒質の膨脹 (swelling) も予想される。併しここでは前者、即ち、含水が滑水として働く場合について少々ふれておこう。

ここで次の如く sliding constant ( $a$ ) なるものを次の如く導入する。

$h_1 \simeq h_0 + a \cdot (u/N^{1/3})$  (1)

他の文字、記号は前報告に用いられたものと同じで

ある。

(1) で、 $a=1$  のときは前報告 (1961, a, b) の場合で、隣接2粒子は  $\Sigma$  の立方体の  $u$  だけの圧縮に対し  $u/N^{1/3}$  ( $N$  は  $\Sigma$  の粒子数で、 $N^{1/3}$  は  $\Sigma$  の一稜に沿う粒子数と近似される) だけ接近する。このとき粒子は互に滑らない。

(1) で、 $0 < a < 1$  のとき  $\Sigma$  の立方体の上の  $u$  の圧縮は隣接粒子間の相対距離  $a \cdot u/N^{1/3}$  だけの接近となつて現われ、部分的に粒子の圧縮を起し、部分的には粒子間の sliding を示している。

$a=0$  のとき、(1) は  $h_1 \simeq h_0$  となり  $\Sigma$  の上への圧縮  $u$  は全く粒子間の圧縮を起さないで、粒子は互に滑るだけである。そして空隙の体積を圧縮する。

かくして (1) を用いて前報告 (1961, a) と同じように理論的展開を行なえば

$$\frac{z}{24} \cdot \frac{a^2}{D} \sqrt{s(s-1)} + \frac{4\sigma}{3} \cdot \frac{1}{R_r} \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} \\ \times \left\{ \left(1 - \frac{1}{6} \pi s^3\right) \left(1 - \frac{M_p}{100}\right) \right\}^{-1/3} \\ v_p^2 \simeq \frac{1}{6} \rho_p \pi s^3 + \rho_w \cdot \frac{M_p}{100} \left(1 - \frac{1}{6} \pi s^3\right)$$

を得る。

ここで  $a=1, 0.5, 0$  と  $M_p=50$  (%) のとき上式

Table 5. The values of longitudinal velocity as  $a=1$  (unit: km/s)

$R_r(\text{cm})$ $s_m$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
0.2	1.5388	1.5388	1.5388	1.5389	1.5389
$10^{-1}$	1.4039	1.4039	1.4039	1.4040	1.4043
$10^{-2}$	0.8511	0.8511	0.8512	0.8513	0.8515
$10^{-3}$	0.4823	0.4824	0.4825	0.4826	0.4827
$10^{-4}$	0.2715	0.2715	0.2716	0.2727	0.2721

Table 6. The values of longitudinal velocity as  $a=0.5$  (unit: km/s)

$R_r(\text{cm})$ $s_m$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
0.2	0.7696	0.7696	0.7697	0.7698	0.1701
$10^{-1}$	0.7020	0.7020	0.7021	0.7022	0.7024
$10^{-2}$	0.4256	0.4257	0.4258	0.4260	0.4263
$10^{-3}$	0.2412	0.2412	0.2415	0.2420	0.2425
$10^{-4}$	0.1360	0.1360	0.1360	0.1860	0.1382

Table 7. The values of longitudinal velocity as  $a=0$  (unit: km/s)

$R_r(\text{cm})$	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001
$s_m$					
0.2	27.44	86.76	274.4	867.6	2744.
$10^{-1}$	25.08	79.32	250.8	793.2	2508.
$10^{-2}$	25.76	81.41	257.6	814.6	2576.
$10^{-3}$	25.89	81.87	258.9	818.7	2589.
$10^{-4}$	25.92	81.96	259.2	819.6	2592.

から縦波の速度を算出した。 $R_r$  に対しては Atterberg system を用い、他の物理量は前出のものをを用いた。この算出数値は Table 5, 6, 7 とにまとめられている。これらの Table から粒子が滑れば滑る程、速度は小さくなり、極端に小さい速度まで期待できる。

## 参 考 文 献

- 桃井高夫 1961, a: 湿つた粒状媒質中の縦波の速度について (I)。地震 2, 14 巻 3 号。  
 桃井高夫 1961, b: 湿つた粒状媒質中の縦波の速度について (II)。地震 2, 14 巻 3 号。

# 空孔理論の地球の核の問題への適用性

東 大 震 研  
 桃 井 高 天  
 (昭和 36 年 8 月 20 日受理)

Applicability of Hole Theory on the Problem of the Earth's Core.

Takao MOMOI  
 Earthquake Research Institute  
 of Tokyo University  
 (Received Aug. 20, 1961)

## 1. 緒 言

1941 年 Fürth は液状態に関する理論を発表した。そして彼の理論は一般の液状態をかなり良く説明した。そこで著者は彼の理論に従って地球の核液の状態を理論的に考察して見た。

## 2. 理 論

Fürth の理論と著者が展開しようとする理論には一つの点に於て著しい相違がある。即ち Fürth の理論では液体の外部の圧力が液体の空孔内の“蒸気圧”に近づくにつれて、空孔の大きさは大きくなり、外圧が空孔内の蒸気圧に等しくなつた時沸点に達し“気体”となる。ところが著者の理論では地球核内部より Core boundary に近づくにつれ、核液の外圧が減り、空孔内の“内圧”(分子間ポテンシャルに基く)は外圧に近ずき空孔の大きさは大きくなり、Core boundary では、外圧と内圧が等しくなり、ここで相変化を起し、“固相”に変ると仮定する(注意: あくまでも Core boundary に於ける相変化を仮定するのであつて、原因についてはふれないことにする)。

さて理論的展開は Fürth と全く同様に行えるので詳細は Fürth (1941) を参照してもらうこととし、概略だけを述べることにする。

空孔の全くない連続的な液体中に、半径  $r$  の球の空孔を形成するに要するエネルギー  $E_q$  は圧力に逆つてなされる仕事と液体の表面張力に逆つてなされる仕事の和に等しい。即ち

$$E_q = 4\pi r^3(p - p_0)/3 + 4\pi r^2\sigma \quad (1)$$

ところで  $p_0$ : 粒子間の内部ポテンシエルによる内部圧力,  $p$ : 外部圧力,  $\sigma$ : 液体の表面張力である。

古典統計力学より,  $\gamma \sim \gamma + d\gamma$  の間に半径をもつ空孔がつくられる確率密度 ( $W(r)$ ) は次の如く与えられる。

$$W(r)d\gamma = cd\gamma \iiint \dots \int e^{-E_q/kT} dx dy dz dp_x dp_y dp_z dp_r \quad (2)$$

ところで,  $k$ : ボルツマン常数,  $c$ :  $\int_0^\infty W(r)d\gamma = 1$  で定められる常数,  $T$ : 絶対温度,  $x, y, z$  および  $p_x, p_y, p_z$  は空孔の中心の座標, およびその対応する運動量,  $p_\gamma$ : 変数  $\gamma$  に対応する運動量,  $E = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m_1 + p_\gamma^2/2m_2 + E_q$  (ただし,  $m_1 = 4\pi\gamma^3\rho/3$ ,  $m_2 = 4\pi\gamma^3\rho$ )

(2) を積分すると

$$W(r)d\gamma = ce^{-E_q/kT} \gamma^3 d\gamma \quad (3)$$

となる。そして (3) を  $\gamma$  について部分積分すると

$$\int_0^\infty W(r)dr = \frac{4(p-p_0)\pi}{7kT} \int_0^\infty r^3 W(r)dr + \frac{8\pi\sigma}{7kT} \int_0^\infty r^2 W(r)dr$$

しかるに  $\int_0^\infty W(r)dr=1$ ,  $v$  および  $f$  を空孔の平均体積および表面積として,  $v=\int_0^\infty (4\pi r^3/3)W(r)dr$ ,  $f=\int_0^\infty 4\pi r^2 W(r)dr$  なるゆえ

$$1=3(p-p_0)v/7kT+2\sigma f/7kT \quad (4)$$

となる.

また,  $p=p_0$  のときの  $v, f$  を  $v_0, f_0$  とすると簡単な計算の後

$$v_0=0.68(kT/\sigma)^{3/2} \quad (5)$$

$$f_0=3.5kT/\sigma$$

$$\text{および } v_0/f_0^{3/2}=1/9.64 \quad (6)$$

を得る.

$p \neq p_0$  のときも (6) が近似的に成立すると考えても, 大して誤りはないと思われるので (4) と (6) より

$$7kT=3(p-p)v+9.2\sigma v^{2/3} \quad (7)$$

また (5) を用いて, (7) より  $\sigma$  を消去すると

$$3(p-p_0)/7kT=\{1-(v/v_0)^{2/3}\}/v \quad (8)$$

を得る (Fürth: 1941).

次に incompressibility の問題に移ろう.

(8) より空孔の isothermal compressibility は

$$-(\partial v/\partial p)_T=3v^2/7kT\{1-(1/3)(v/v_0)^{2/3}\} \quad (9)$$

いま, 液体内のすべての空孔が等しい体積をもち, しかも粒子間がすべて, 一つの空孔を形成するとすれば,  $N$  粒子より成る体積  $V$  の液体の空孔に基づく isothermal compressibility  $K_T^*$  は (9) を用いて次の如くなる.

$$\begin{aligned} K_T^* &= -(1/V) \cdot (\partial V/\partial p)_T = -(N/V) \cdot (\partial v/\partial p)_T \\ &= (3/7kT) \cdot (N/V) \cdot \{v^2/1-(1/3)(v/v_0)^{2/3}\} \end{aligned} \quad (10)$$

いま, この空孔に基く, 液体の isothermal compressibility ( $K_T^*$ ) が直接, 液体そのものの isothermal compressibility ( $K_T$ ) に結びつくと仮定する.

他方,  $K_T \approx 1/k_{ad}$  として良いから (ただし,  $k_{ad}$  は adiabatic incompressibility) (10) は次の如くなる.

$$k_{ad} \approx (7kT/3) \cdot (V/N) \cdot \{1-(1/3)(v/v_0)^{2/3}\}/v^2 \quad (11)$$

また,  $v_p$  を粒子の平均の体積とすると,  $V/N=v+v_p$  なるゆえ, かくして最後に次式を得る. 即ち,

$$k_{ad} \approx \frac{7KT}{3v_0} \left\{ 1 + \left( \frac{v_p}{v_0} \right) \frac{1}{x} \right\} \frac{1-(1/3)x^{2/3}}{x} \quad (12)$$

但し,  $x=v/v_0$ .

### 3. 数値的考察

数値的考察に当り, 次の値を用いる.

$$k=1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/deg (ボルツマン常数)} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} v_0 &= 30 \times 10^{-26} \\ V_p &= 26 \times 10^{-26} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

この (14) の値は物理的にそう無茶な値ではない.

また, Jacobs (1953) の temperature-pressure hypotaesis が成立するものと仮定して, temperature-pressure 曲線より, 各温度とそれに対応する圧力とを読み取つた. それらは Table 1 に与えられている. 対応する深さは Bullen (1947) によつた.

Table 1. The values of temperatures and the corresponding pressures read from Jacobs' figure and the corresponding depths for each pressure.

$T$ ( $^{\circ}\text{K}$ )	$p$ ( $\times 10^{12}$ dynes/cm)	Depth (km)
4300	1.37	2900
4394	1.5	3030
4533	2.0	3560
4628	2.5	4110
4755	3	4760

この Table 1 の温度と圧力, および (13), (14) の値を (8) に代入すると,  $v/v_0$ , 即ち core boundary に於ける空孔の体積に対する, core の各深さに於ける空孔の体積の比が算出される. これは Table 2 与えられる.

次に, 各深さに於ける温度 (Table 1),  $v/v_0$  ( $=x$ ) (Table 2), および (13), (14) を (12) 代入して, 各深さに於ける incompressibility を算出すると

Table 2. The ratio between the hole volume ( $v$ ) at each depth and the hole volume ( $v_0$ ) at the core boundary.

Depth (km)	$v/v_0 (=x)$
2900	1
3030	0.9609
3560	0.8422
4110	0.7553
4760	0.6883

Table 3. The incompressibility at each depth computed on the temperature-pressure hypothesis and the hole theory in statistical mechanics.

Depth (km)	Computed incompressibility ( $\times 10^{12}$ dynes/cm <sup>2</sup> )
2900	5.8
3030	6.3
3560	8.2
4110	10.2
4760	12.2

Table 3 の如くなる。

このようにして算出された理論値と Bullen (1947) の地震波より算出されたものとを同一のグラフにかくと、そのかなり良い一致を見ることが出来る (Fig. 1)。

かくして、空孔理論は temperature-pressure hypothesis と地震波から出された incompressibility との間に selfconsistent な基礎づけを与えた。統計力学に於ては、気相、液相、固相に渡り、それらを扱う際、それらの各相に関連した特別な model があり、また取り扱い方法がある (例えば、分配函数を積分する際、不完全気体に対しては Mayer and Mayer の方法があり、液体に対しては free volume theory がある、等々)。空孔理論の core 物質への適用の成功は統計力学の分野から core 物質が液相 (気相でなく) であることを強く示唆している。かくして我々は次のような結論を得る。

#### 4. 結 論

i) 地球の核物質に対する空孔理論の適用の成功

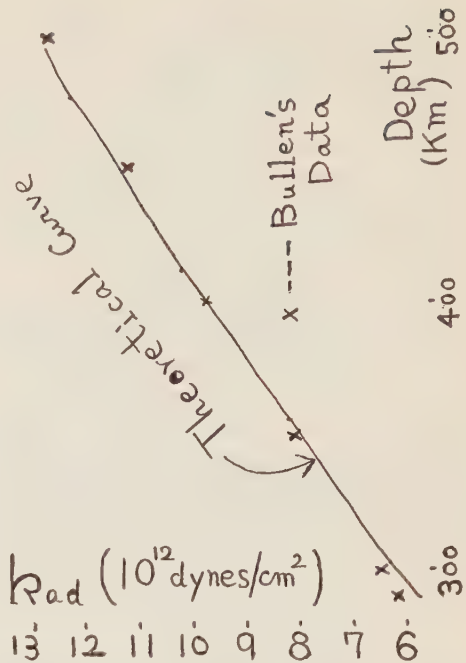


Fig. 1. The comparison between the incompressibility, computed on the temperature-pressure hypothesis and the hole theory, and Bullen's one.

は、統計力学的見地から核物質が気相としてでなく、液相としての性格を持つていることを示す。

ii) Jacobs の temperature-pressure hypothesis に対するある程度の物理的な裏づけが与えられた。

iii) 本理論の model による地球核の液体の説明の成功は core boundary に於ける phase transition の可能性を示す。

#### 参 考 文 献

- Bullen, K.E. 1947: Introduction to the theory of seismology, Cambr. Press.  
 Fürth, R. 1941: On the theory of liquid state, Proc. Cambr. Phil. Soc., 37.  
 Jacobs, J.A. 1953: Temperature-pressure hypothesis, Canad. Jour. Phys., Vol. 31, No. 3.



## 地球の核液の粘性について

東大地震研究所

桃 井 高 夫

(昭和 36 年 8 月 20 日受理)

## The Viscosity of Liquid of the Earth's Core

Takao MOMOI

Earthquake Research Institute of  
Tokyo University

(Received Aug. 20, 1961)

## 1. 緒 言

前報告で (1961), 著者は地球核の問題への空孔理論の適用の有効性を証明した。この報告では, 著者は液体の粘性に関する理論公式を出し, 前報告の結果を用いて, 地球の核液の粘性の数値を出した。

## 2. 理 論

流体中に於ける粘性流の法則は, 第一近似の程度では, 簡単な運動学的議論により導くことが出来る。そして, この議論は粘性係数に対して, 次のような表現に導くことが知られている。

$$\eta = (1/3) \cdot \mu \bar{c} \lambda \quad (1)$$

ところで,  $\mu$  は気体の単位体積につき, 運動量の輸送をになう粒子の質量,  $\bar{c}$  はこれら粒子の熱運動の平均速度,  $\lambda$  はそれらの平均自由行程。

いま, 著者は上記の気体の運動を, 前報告 (1961) で用いた空孔により置き換える, そしてこの空孔の熱運動により液体中の粘性が決定されるものと考え (Fürth: 1941)。

かくして, われわれの場合,  $\mu$  は液体の単位体積中の輸送運動に貢献する見せかけの質量により置き換えられる。公式 (1) は, すべての粒子が等しいという仮定に基づき導かれているので, われわれはここで, 同じ仮定を与え, すべての空孔は大きさに於て同じであると考えねばならぬ。それゆえに, われわれはすべての空孔は同じ体積  $v$  をもつ球と仮定し, さらに  $v$  によつて, 液体の単位体積中の空孔の数を示す (従つて,  $v_p$  で粒子の体積を表わせば,  $v$  は  $1/(v_p + v)$  で表わされる)。そのとき  $\mu$  は次の如く表わされる。

$$\mu = v \cdot v_p \cdot \rho_p = \{1/(v_p + v)\} \cdot v \cdot (m_2/v) \quad (2)$$

ところで,  $\rho_p$  は粒子の密度で  $m_2/v_p$  ( $m_2$  は一粒子の質量) で表わされている。

エネルギーの等分配則——それはまた, 空孔の Broun 運動に対しても成立せねばならない——によれば, われわれはさらに次の関係をもつ, 即ち,

$$(1/2) \cdot v \rho_p \cdot \bar{c}^2 = (3/2) \cdot k T \quad (3)$$

ところで,  $k$  はボルツマン常数,  $T$  は絶対温度。

(3) から, 空孔の平均速度  $\bar{c}$  は

$$\bar{c} = \sqrt{3kT/v\rho_p} \quad (4)$$

となる。

次に, 空孔の運動の平均自由行程は液体粒子の直径の order のものである。

即ち  $\lambda \doteq$  粒子の直径

$$= (6v_p/\pi)^{1/3} \quad (5)$$

さて, (2), (4), (5) を (1) 代入すると次の式を得る。

$$\eta = A \cdot \frac{T^{1/2} v^{1/2}}{v_p + v} \quad (6)$$

ここで  $A = (m_2 k/3)^{1/2} (6/\pi)^{1/3} v_p^{-1/6}$ 。

公式 (6) は, 温度 ( $T$ ) と液体中の空孔体積 ( $v$ ) の函数として粘性を表現したものである。そして  $v$  は当然, 圧力の函数であり, 従つて,  $v$  と圧力との関係が分れば, 公式 (6) は圧力と温度の函数として表現されたことになる。

公式 (6) を地球の核液に適用するために次の如く変形する。即ち,

$$\eta = B \cdot \frac{T^{1/2} x^{1/2}}{\left(\frac{v_p}{v_0}\right) + x} \quad (7)$$

ここで  $x = v/v_0$  で  $v_0$  は地球の Core boundary に於ける空孔の体積,

また  $B = A \cdot v_0^{-1/2}$ 。

地球の核内の温度分布は大ざつぱには知られているし, また  $x$  の分布も著者 (1961) が一応算出しているので, 地球核液の粘性の大きさの分布状態は, 第一近似的に知ることができる訳である。以下, その考察を試みる。

## 3. 数値的考察

著者 (1961) は先に,  $x$  を算出するに outri,  $v_p = 26 \times 10^{-16}$ ,  $u_0 = 30 \times 10^{-26}$  (これは物理的に, そう

矛盾のある値ではない) を仮定し, Jacobs (1953) の temperature-pressure hypothesis (これに対しても, 著者 (1961) は物理的裏づけを一応与えた) を仮定したので, 当然, これらを本論説の考察にも仮定することとし, 温度分布は Jacobs (1953) の temperature-pressure curve より読まれた値を用いる。これらの値は前報 (1961) に出されているが, ここに新に Table 1 にまとめておく。

Table 1

Depth (km)	T (°K)	$x (=v/v_0)$
2900	4300	1
3030	4394	0.9609
3560	4533	0.8422
4110	4628	0.7553
4760	4705	0.6883

また,  $m_2 = 40.32/6 \times 10^{23}$  (分母は MgO に対する gram molecule; 分子はアボガトロ数) ととつて見る。これら各種の値を公式 (7) に代入すると地球核内の粘性の値の分布が得られる。その結果は Table 2 に与えられる。またその graph は Fig. 1 にかかっている。

Table 2. The viscosity variation of core liquid.

Depth (km)	Viscosity coefficient (Poise)
2900	0.0562
3030	0.0571
3560	0.0584
4110	0.0589
4760	0.0592

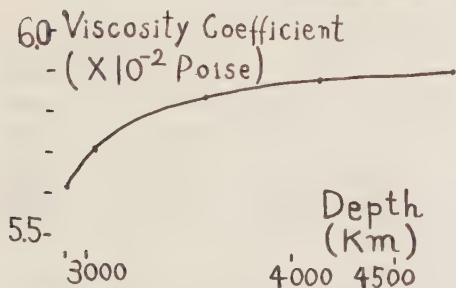


Fig. 1. The variation of the viscosity coefficient within the earth's core.

かくして, 著者は次のような結論に到達する。即ち, 地球核内の粘性の場所的変化は core boundary 附近では, core 内部より大きく, 粘性は深さが増すにつれて, 増加する。いずれにせよ, 地球核内の粘性の値は核内を通じて著しい変化は見られず,  $5.85 \times 10^{-2}$  poise の order である。これは Miki (1952) が liquid core に対して与えた値  $10^{-2} \sim 10^{-1}$  poise とほぼ同じ order である。

## 参 考 文 献

- Fürth, R., 1941: On the theory of the liquid state, Proc. Cambr. Phil. Soc., 37, 281~290.  
 Miki, H., 1952: Physical state of the earth's core, Vol. 1, No. 2, 67~75.  
 桃井高夫, 1961: 空孔理論の地球核の問題への適用性, 第2輯, 第14巻, 第4号。

## 学 会 記 事

### ○委 員 会

日 時 1961 年 5 月 10 日

場 所 地震研究所会議室

出席者 坪井, 田治米, 田, 松沢, 鈴木, 本多, 竹内, 佐藤, 安芸, 萩原, 河角, 金井, 井上, 早川, 村内, 飯田, 島津, 佐々, 久保寺, 三木, 下鶴。

I. 庶務報告 安芸幹事より次のような庶務報告が行なわれ, 承認された。

この報告は総会で行なう予定のものであつて, 過去の委員会では報告ずみのものを含んでいる。

1) 現在会員数は 378 名である。

2) 地震学会の 36 年度委員は, 3 月 1 日開票の結果, 新たに 30 名が選出された。新委員の名簿は次号地震に掲載されるのでここでは省略する。委員相互の投票で新委員長に坪井忠二氏が選ばれ, また新幹事が決められた。その名簿も次号の地震に掲載される。

3) 前回の総会で研連委地震分科の人数を 10 名から 8 名にへらされることについて異議申立を行なうことを報告したが, 学術会議にこの申立が認められ, 本年度も 10 名選出されることと

なつた。全会員の投票により次の会員が選ばれた。

鈴木、佐々、飯田、竹内、本多、松沢、田治米、島津、坪井、和達、次点河角、この内坪井氏が他の分科と重複するので辞退されたため、次点の河角氏がくり上げられた。

- 4) 12月21日の委員会で地震予知研究計画グループを地震学会と分離することに決めた。その理由はすでに委員会議事録にのせてある。グループ会合開催通知希望者と全会員から募った結果、38名の会員が応募した。その名簿をグループの世話人にわたした。

- 5) 日本ユネスコ国内委員会より東南アジア地域地震および地震工学調査団が派遣されることについて、その調査団報告がゼミナールの形で行なわれる際、それに参加するオブザーバー(15名)の人選方を依頼してきた。その人選を各機関に依頼したところ、次の諸氏が選ばれた。本多、坪井、鈴木、中村(公)、高木、飯田、早川、その他震研および気象庁から2~3名ずつ出席する旨ユネスコ委員会に通知した。

- 6) 36年度文部省科学研究費など分科審議会委員候補者として、本会には本多弘吉氏を候補者として申請した。学会連合で互選の結果、本多、日高、正野の三氏が委員となつた。

- 7) 学士院会員補充のための候補者推せん方を和達、坪井両会員より地震学会に申込まれたので、委員会ではかつた結果、松沢武雄氏を推せんした。

- 8) 藤原科学財団より藤原賞候補者の推せん方を依頼してきたが、会員にはかつた結果、本会として竹内均氏を推せんした。

- 9) 朝日科学奨励金は本年度は応募者がなかつた。

- 10) 5月8日に地震発生に関するシンポジウムが成功裡に行なわれたが、このシンポジウムは、アンケートの結果に基いて委員会で討論した上企画したものである。

## II. 研連委報告 竹内幹事より次のように報告され承認された。

- 1) 新研連委地震分科の委員長は本多、幹事は竹内である。

- 2) I.S.S. に関する会議が7月10日から13日までパリにおいて行なわれ、わが国からは広野氏が出席する。

- 3) UPPER MANTLE, PROJECT ははじめIUGGによつて後ICGによつて推進されてきた。これに関する坪井研連委員長の間合せを各機関にまわし、各機関からの研究計画を求めた。こうして集まつた計画を坪井委員長に提出した。

III. 編集報告 14巻1号発行済み、2号は印刷中

IV. 会計報告 昭和35年度決算報告が行なわれた(佐藤幹事より)。

(収入)		(支出)	
前年度よりの繰越金	315,171円	人件費	98,660円
会費 一般	157,500	印刷費	414,329
賛助	51,000	事務雑費	58,553
購読	94,950	大会開催費	17,600
雑誌売上	11,741	その他	3,532
刊行補助金	90,000	次年度への繰越金	147,379
その他	19,691		
計	740,053	計	740,053

一般会費の納入率は84%で前年度よりも悪い。

前年度予算と比較すると全般的に支出が多い割りに収入が少なく、もし前年度からの繰越金がないと167,792円の赤字である。また一般会員および賛助会員の会費納入率が100%であつたとしても52,292円の赤字となつている。

飯田委員より印刷費が予算より多い理由について質問され、幹事会でページ数をふやすことにしたためという回答があつた。

## V. 昭和36年度予算案

(収入)		(支出)	
前年度よりの繰越金	147,379円	人件費	100,000円
会費 一般	180,000	印刷費	400,000
賛助	100,000	事務費	60,000
購読	32,000	大会開催費	15,000
雑誌売上	100,000	その他	5,000
刊行費補助金	90,000	予備費	74,379
その他	5,000		
計	654,379	計	654,379

今後、人件費、雑誌印刷費、郵送費などの値

上げも予想され、昨年度までのようなやり方では健全な予算を組むことはできない。

現在購読会員というのは1カ所で幾冊も購入しているところがあるという状況で、購読会員の定義が非常に不明確になっている。そこで今年度からは購読会員は1カ所1口(500円)とし、1年4冊を越える場合は、1冊200円の割りで購入して頂くようにする。従つて本予算案の雑誌読上というのは、固定収入と見做し得るものである。予算案をめぐつて次のような質疑応答があり、結局原案通り承認された。

田治米——大口の賛助会費の入る見込があるか？

坪井——route をとおして頼みに行くつもりである。

安芸——ただし会員によつて、昨年、一昨年の未納分を回収するのは難しい場合もある。

鈴木——雑誌の単価を上げると売上数がへる怖れはないか？

・・——多分へらないと思う。

松沢——刊行補助金の見込みは？

坪井——通知は未だないがあると思う。

村内——大口の購読会員が分割する怖れはないか？

佐藤——それはあり得る。

河角——震災予防調査会報告の Training Centre に売るよう努力する。

VI. 震災予防調査報告の在庫数も地震誌上にせることに決定した。

VII. 秋の総会までにさらに財政問題を委員会で考えて、会費値上げの件を検討すること、また賛助会員をふやすことも検討することにきまつた。

VIII. 秋の学会を仙台で行なうことについて鈴木委員より承諾される旨の発言があり、万場一致で決定された。

IX. 次期シムボジウムについては何かあつたら安芸幹事に通知することになった。田治米委員より無理してやらずにたまるまで待つ方がよいとの発言があつた。

X. 松沢委員より学会講演会のプログラムをもつと早く配布するようにと要望があつた。

## ○幹事会

日 時 昭和 36 年 9 月 4 日 10<sup>h</sup>~12<sup>h</sup>

場 所 東大理学部地球物理学教室新講義室

出席者 広野、竹内、鈴木、小林、佐藤(良)、高野、浅野

議事 1. 秋季講演会のプログラム編成を下記の如く行なつた。

種 目	数	時間	数×5	計
地 球 内 部	9	135	45	180
験 震 調 査	5	60	25	85
波 動 (理)	8	100	40	140
波 動 (観)	8	115	40	155
地 盤	1	15	5	20
津 波	2	30	10	40
マグニチュード	2	30	10	40
そ の 他	6	90	30	120
計	41	575	205	780

## 日程表

9 日	10 日	11 日
9.30~12.00 験震調査, マグニチュード	9.30~12.00 波 動(理)	9.30~12.00 波 動(観)
講演終了後 委 員 会	講演終了後 事 務 報 告	
12.00~13.00		12.00~13.00 研 連 委
13.00~17.00 地 盤 地 球 内 部	13.00~17.00 エクスカーション 懇 親 会	13.00~17.00 津 波 そ の 他

2. 総会議題について委員全員に問合せたところ、返答なくまた一般会員からの要求もないので、秋季講演会の時の臨時総会は中止し、2日目(10月10日)午前講演終了後、第1日目の委員会の結果などを事務報告として行なうことにした。一般報告は印刷して講演会場で渡すため、会計、編集など各担当委員、または幹事は報告事項があれば、9月9日までに地震学会事務まで提出することにした。

3. 2日目(10月10日)午後にはエクスカーションを行なうことにした。

第1候補 松島見物——キリンビール見学



第2候補 東北大, 各研究所廻り, 市内見物——キリンビール見学

鈴木委員にすべてをお願いすることにした。

4. 日本気象学会から昭和 36 年度岡田賞候補者推薦の依頼が地震学会宛にきたが, 気象関係でもあり, 時期的にも間に合わないで見送ることにした。

## ○委員会

1961 年 10 月 9 日 於 東北大学理学部

出席者 坪井, 井上, 萩原, 西村, 本多, 友田, 河角, 金井, 竹内, 田治米, 久保寺, 松沢, 佐藤(良), 佐々, 下鶴, 鈴木, 安芸。

報告事項 庶務報告 1. 秋季臨時総会について。

秋季臨時総会開催について委員に議題の有無を問合せた結果, 返答がなかった。また一般会員からの要求もないので, 臨時総会は中止し, 2 日目(10 月 10 日)午前講演終了後, 第 1 日目の委員会の結果などを報告することになった。

2. 皇居内気象庁地震計室撤去問題について

皇居内公園化に伴い気象庁地震観測室が撤去されるような動きがあり, それについて気象庁でも反対しており, 地震学会でも反対してほしいとの要請があつたので, 地震学会委員長も, これに反対意見を表明し, 陳情書に署名して宮内庁長官に提出した。

3. 毎日学術奨励金および偕成学術奨励金について。

これについては全会員に推せんを依頼したところ, 宮本貞夫氏より「無定位磁力計による地震予知」という課題に毎日学術奨励金の希望があつた。この研究を地震学会として毎日新聞社に推せんするか否か委員会を開いて決める時間がなかつたので, 在京委員に意見をきいた結果, 19 名の内, 海外出張 3 名, 他の 3 名は連絡できず, 残り 13 名の意見は次の通り

地震学会として当研究を推せんすることについて

賛成 1 名 (ただし協同研究者をつけるという条件付)

反対 11 名 保留 1 名

以上の結果から本会として宮本氏の研究は推せんしないことになった。

4. 震災予防調査報告の購入依頼および賛助会員新規募集について

最近諸経費増大に対する運営上の対策として本会所有の震災予防調査会報告の購入を関係諸大学に勧奨することになり, 依頼状を出した。また賛助会員の新規募集をした。

5. 地震工学研究会運営委員の推せんについて

土木学会耐震工学委員会委員長那須 信治氏より, 1962 年に土木, 土質, 建築, 地震, 4 学会の共催によつて, 地震工学研究会を開きたいがその世話役として 2 名の運営委員を推せんするようにとの依頼をうけた。第 1 回の会合の日時が切迫していたので, 委員長の判断で, 金井, 島両氏を推せんすることにした。幸い両氏の承諾を得たので, 土木学会耐震工学委員会に通知した。

編集報告 1. 地震 Vol. 14, No. 3 が刊行。

2. 春の学会に行なつた地震発生に関するシムポジウムの原稿を下記の各氏に依頼した。松沢, 鈴木, 永田, 宮村, 西村, 坪井。

学会連合 5 月 4 日, 前当番学会(地球電磁気学会)より事務引継ぎを行ない, 昭和 36 年度の地球物理学連合の当番学会を地震学会で行なうことになった。

研連委報告 ISS 会議に出席された広野氏の報告は次のとおりである。

ISS Meeting 報告——昭和 36 年 7 月 10 日より 13 日まで, バリ UNESCO 本部において ISS Meeting が行なわれた。参加者総数 16 名, 同会議で勧告されたことは, (1) 世界に国際中央局 1 カ所, 地区センター約 15 カ所を設定する。(2) 国際中央局の設置場所は未定, 1963 年 IUGG 総会で再び論ずる予定, それまで ISS および BCJS は従来通りの仕事を維持する。(3) 世界をカバーする地震観測所の間隔は 1000 km 以内とする。(4) 観測資料はパンチカードにし国際中央局に送り電子計算機にかける。(5) 中央局で記録紙のマイクロコピーを蓄える。

会計報告 4 月以降, 9 月 7 日現在の会費納入率は, 一般会費 37% 71,000 円, 賛助会費 21.9% 30,000 円です。

庶務報告 2 項について坪井委員長より補足が

あり、皇居内の地震観測所については妥当な解決が見出されるのではないかとのことであつた。

報告事項について、次のような意見が出た。

1. 会費徴収率 37% はわるすぎるが、この原因の一つは地方気象台など所属変更の会員が多いことであろう。所属調査をし直す必要がある。
2. 宮本貞夫氏の提出した論文の印刷について、編集委員会の意見が可否半々であるがどう処理すべきかという質問が坪井編集委員から出された。結局論文の不備な点を筆者に補つてもらつたうえで、地震にのせることにきめた。

#### 議 題 1. 地震工学国内シンポジウムの件。

1962 年度地震工学国内シンポジウムに共催者として地震学会が参加するように土木学会から申込まれた。その可否が議題となり、公式に参加することに決定した。またその運営委員として、金井、島両氏を、幹事として島氏を推せんすることに決めた。

#### 2. 次期講演会開催地の件。

来年の講演会開催地が議題となり、春は東京で、秋は 9 月下旬ごろ札幌で開かれることにきめた。

#### 3. 次期講演会シンポジウムの件。

海の地球物理についてのシンポジウムはどうかという意見が出て幹事会で案をねることにした。

## 会 告

### 地震工学国内シンポジウム (1962 年) 開催について

1960 年にわが国において開催した第 2 回世界地震工学会議が多量の成果を収めたことは、すでに御承知のとおりであります。この会議を契機に地震工学への関心は一層高まり、関係各方面の研究はさらに進展を続けていることを心強く感じております。

来る 1964 年には、第 3 回の会議が開催されますので、世界の研究者の期待に添う優れた多くの研究成果の発表されることを望んでおります。そのため

にも、国内の地震工学専攻の科学者・技術者の知識の交流、研究情報の交換はもとより研究者間の親睦の増進の必要を認め、ここに関係 4 学会共催のもとに、はじめて「地震工学国内シンポジウム」を開催することに致しました。会員各位にこのことをお知らせすると同時に、下記による論文募集にふるつてご応募下さるようご依頼致します。なお、プログラムその他の詳細は、おつて発表致します。

昭和 36 年 11 月

主催：土木学会、日本建築学会、地震学会、土質工学会。

#### I. 開催予告

1. 日 時 1962 年 11 月 15 日(木)、16 日(金)、17 日(土)。
2. 場 所 東 京
3. シンポジウムの内容 パネル討論および論文発表
4. パネル討論について
  - a. 特定のテーマについて毎日午後 3 時頃より行なう。
  - b. 特定のテーマは後ほど決定するが、次の範囲のテーマを考えている。  
Seismicity と耐震設計  
Dynamic Design (上部構造および下部構造)

#### II. 発表論文の募集

1. 発表論文の内容
  - a. Seismicity に関するもの
  - b. 地震時における地盤の動的特性に関するもの
  - c. 耐震理論に関するもの
  - d. 耐震実験に関するもの
  - e. 耐震設計に関するもの
  - f. その他地震工学に関するもの

(注) 発表論文は、最近の研究に属するものが望ましいが、既発表のものをふくんで差し支えない。

#### 2. 応募の方法

- a. 論文提出希望者は 1962 年 6 月 15 日までに、所属学会、氏名、勤務先、職名、連絡先を明記の上、邦文約 800 字の内容梗概を共催学会へ提出する。

- b. シンポジウム運営委員会は発表論文の採否を6月末日までに決定し、すみやかに応募者に通知する。
  - c. 採択された論文著者は1962年8月末日までに次の体裁に整えた原稿を共催学会に提出する。
3. 発表論文の体裁
- a. 用語は日本語または英語とする。
  - b. 日本語の場合著者は送付された所定の用紙4枚(図, 表, 写真をふくめて約5,500字)以内に邦文タイプする。別にタイプ用紙1ページ(約600語)にタイプした英文の内容梗概をつける。
  - c. 英文の場合はタイプ用紙6ページ(図, 表, 写真をふくめて約3,600語)以内とする。
4. 発表論文の取扱い
- a. 発表論文は前刷としてオフセット印刷し、1962年10月末日までに希望者には実費頒布できるようにする。
  - b. シンポジウム後、討論その他の補足をオフセット印刷し前刷の発表論文とあわせてプロシーディングスとする。
  - c. 著者には1論文につき別刷30部を贈呈する。

# 地震学会昭和 36 年度秋季大会プログラム

日 時 昭和 36 年 10 月 9 日, 19 日, 11 日

場 所 東 北 大 学 農 学 研 究 所

## 10 月 9 日 (月) 9.30~12.00

1. P 波 S 波の速度比と走時曲線  
宇都宮大 越川 善明
2. 一点観測による地震区 東大理 栗本 広
3. 近地地震より観測された Lg 波  
松代観 島 坦
4. 阿武山周辺の近地地震の続発性とエネルギーについて  
阿武山観 渡辺 晃
5. 表面波を用いて Magnitude (浅発の場合) を決定するときの 2, 3 の問題 (第三報)  
松代観 山岸 登
6. 地震エネルギーの蓄積と放出について  
九大理 後藤 賢一
7.  $M = \log A + \alpha \log \Delta + \gamma$  の式における  $\alpha$  と  $\gamma$  との関係  
東大理 坪井忠二・三浦孝司

## 10 月 9 日 (月) 13.00~17.00

8. 平均海面水面変化と地震との関係について  
神奈川大 山口 生知
9. 地球の Spheroidal 振動 (第一報)  
東大理 齊藤正徳・竹内 均  
中大工 小林直太
10. マントル上層部の温度勾配  
九大理 下鶴 大輔
11. 低気圧に伴なう「うねり」と脈動の比較  
国科博 村内 必典
12. 震央分布と重力異常分布 東大理 坪井 忠二
13. 航行上の船舶における重力の連続測定 (I)  
東大理 坪井忠二・友田好文・金森博雄  
水路部 歌代慎吉・杉浦邦郎・徳弘 敦
14. 航行中の船舶上における重力の連続測定 (II)  
東大理 坪井忠二・友田好文・金森博雄  
水路部 歌代慎吉・杉浦邦郎・徳弘 敦
15. 地熱地帯における地殻上層部の温度分布  
地質調 早川 正己

## 16. 本邦および周辺における地殻熱流量分布 (I)

東大震研 上田 誠也

東大理 宝来 帰一

## 17. 本邦および周辺における地殻熱流量分布 (II)

東大震研 上田 誠也

東大理 宝来 帰一

## 18. 月ののびちちみ振動 (第二報)

中大工 小林 直太

東大理 竹内 均

## 10 月 10 日 (月) 9.30~12.00

19. 半無限平面クラックによる弾性波散乱 (三次元)  
京大理 島 通保
20. 連続的に変る地層を通る弾性波の安定性 (続報)  
東大震研 吉山良一・音田 功
21. 球状震源より発生する弾性波の伝播 (第二報)  
東大理 平沢朋郎・佐藤良輔
22. 分散性表面波の Q (Love 波の Q・続報)  
東大理 平沢朋郎・佐藤良輔
23. 表面波と層構造: Lg および Rg について  
東大震研 山口 林造
24. 固体流体波から流体流体波への移り変り (続)  
北大理 浜田五郎・田治米鏡二
25. 北美濃地震に関係した地殻変動観測について  
京大理 西村 英一

## 10 月 11 日 (水) 9.30~12.00

26. 海面と海底面の間におこる多重反射  
地質調 早川 正己
27. 小爆破によつて生じた表面波の解析・続報  
東大震研 嶋 悦三
28. 表面波の反射について (模型実験)  
東北大理観 高木 章雄
29. 傾斜境界面を持つ媒質中を伝わる表面波について  
東北大理 鈴木 次郎
30. 強震動の周期特性  
東大震研 金井 清



31. 地震動スペクトルおよび共振型解析器の理論

岐阜大学芸 村松 郁栄

32. 微小地震波動のスペクトラム (III)

東大理 寺島 敦

33. 氷板の伸縮とその中に発生する氷震について

東大震研 表俊一郎・小牧昭三

山崎良雄・中島直吉

10月11日(水) 13.00~17.00

34. 津波の前駆波

東北大理 中村 公平

仙台管区 渡辺 偉夫

35. 津波の初動から推定される津波の Magnitude  
と Energy (第二報) 仙台管区 渡辺 偉夫

36. 地殻変動における熱変位について

京大防災 中野 正吉

37. 内部力源による半無限媒質の破壊に関する実  
験 (I)

東大震研 茂木 清夫

38. 日本の地震群

東大震研 宮村 摂三

39. 地渦流の進化——第5報地質時代の地渦流運  
動

松代観 本多 彪

三井不動産株式会社  
鹿島建設株式会社  
大成建設株式会社  
清水建設株式会社  
竹中工務店  
株式会社大林組東京支店  
織本建築事務所  
株式会社保坂振動計器製作所  
電力中央研究所  
株式会社明石製作所  
日本損害保険協会  
勝島計機製作所

東京都中央区日本橋室町2の1の1  
東京都中央区八重洲5の3の1  
東京都中央区銀座2の4  
東京都中央区室町2の1  
東京都千代田区大手町1の6  
東京都千代田区丸ノ内3の5  
東京都中央区日本橋蛸殻町3の2  
東京都文京区柳町22  
東京都北多摩郡狛江町岩戸1229  
東京都千代田区丸の内3の8  
東京都千代田区神田淡路町2の9  
東京都荒川区日暮里町2の17

## 「地震」投稿規定

- I 論説および寄書の内容は著者の責任とする。  
II 編集委員は原稿のうち投稿規定に反する部分を投稿者の承諾なくして投稿規定に沿うようになおすことができる。  
III 編集委員は著者の同意を得た上で字句、アブストラクトの訂正をすることができる。  
IV 寄稿者は次の投稿規定に基いて投稿する。
1. 論説の投稿は原則として地震学会で講演済みのものに限る。2. 論説の長さは当分の間なるべく刷上り10頁(400字詰原稿用紙30枚位)以内とする。3. 原稿は400字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、新仮名遣かきを用い、外国語は片仮名または原語を用いること、仮名遣かきは原則として新仮名遣かきを用いること。4. 論説原稿には必ず欧文題目と欧文要旨をつける。5. 句読点、.等を明瞭に記入すること。6. 地名、人名の読みにくいものには振り仮名をつけること。7. 数字は漢字を用いずアラビア数字を用いること。8. 数式、特に本文中の式はなるべく1行以上を占領せざる形(例えば  $k/\mu \sin \{(s\pi x/i) - (s\pi ct/l)\}$  のごとく)に書くこと。9. 挿図は黒インキにて明瞭に書き刷上り寸法または縮率を必ず記入すること。編集の都合上刷上り寸法または縮率をかえることがある。刷上り寸法は横12cm、縦18cm以上にならないように注意すること。図の中の文字は刷上り1mm以下にならぬよう特に注意すること。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。10. 挿図、表などの説明には欧文を用いること。11. 本文中において文献を引用する場合次の例のように著者名と年号(同一年号の場合はa, bなどを附す)を用い通し番号は用いないこと。(例)・・であるが A. Imamura (1932) は・・。12. 引用文献は本文の最後に表題を文献とし著者名の頭文字の A, B, C 順に記載すること。このさい引用文献の本文が邦文のときは邦文、欧文のときは欧文で書き、書きかたは次の例のように、著者名、年、表題、誌名、巻、頁の順とする。  
(例) 今村明恒 1923, 最近数年間に於ける二,三の著名な地震に就て。地震 1, 4, 608-617.  
Macelum, J. B. 1946, Storms and the Origin of Microseisms. Ann. Geophys, 2, 281-289. 13. 註は脚註とし、引用箇所の番号(註1のごとく)を附して別紙にしたためること。14. 特殊な図版(折込、色刷、アートなど用紙を含み)は当分の間著者が費用を負担すること。15. 別刷は100部を贈呈とし、それ以上は著者の負担とする。16. 再校以後の校正は編集委員に一任のこと。17. 寄書は刷上り2頁未満(400字詰原稿用紙10枚位)とし、欧文題目をつけること、寄書の図面は刷上り横6cmまたは12cmにするように書くこと。

昭和36年12月20日 印刷 第2輯 第14巻 第4号  
昭和36年12月25日 発行

編集発行 地震学会  
兼印刷者 代表者 飯田 汲 事  
東京大学理学部地球物理学教室内  
印刷所 株式会社 国際文献印刷社  
笠井 康 頼  
発行所 東京大学理学部 地震学会  
地球物理学教室内 (振替東京11918番)



# ZISIN

## JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

---

Vol. 14, No. 4

SECOND SERIES

December 1961

---

### ARTICLES

- A Study on Frequency Distribution of Earthquake Magnitude,  
having Respects to Depth and Time ..... Hiroshi KURIMOTO..205
- A Computer Program for Studying Free Oscillations of Heterogeneous  
Elastic Spheres and Surface Wave Propagations along a Free  
Surface of Semi-infinite Heterogeneous Elastic Media  
.....Hitoshi TAKEUCHI, Masanori SAITO and Naota KOBAYASHI..217
- Temperature Distribution and the Possibility of the Existence  
of Magma Pocket in the Upper Mantle of the Earth  
..... Daisuke SHIMOZURU..227
- Transition from Dispersive RAYLEIGH Waves to Sound Waves  
in a Layer overlying a Liquid Half Space  
.....Kyozi TAZIME and Kazuo HAMADA..243

### REVIEW

- Generation Mechanism of Earthquakes .....Takeo MATSUZAWA..254
- On the Continuous Observation of the Crustal Deformation  
..... Eiichi NISHIMURA..260

### CORRESPONDENCES

- On the Longitudinal Wave Velocity in the Moist Granular  
Media (III) .....Takao MOMOI..267
- Applicability of Hole Theory on the Problem of the Earth's  
Core .....Takao MOMOI..269
- The Viscosity of the Liquid of the Earth's Core .....Takao MOMOI..272
- SEISMOLOGICAL NOTES .....273

---

Published  
by  
the Seismological Society of Japan,  
c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.  
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.